SPEKTROFOTOMETRISKA UNDERSÖKNINGAR

ÖVER

DIFFUSA ÄMNENS ABSORPTION

AKADEMISK AVHANDLING

SOM MED TILLSTÅND AV

VITTBERÖMDA FILOSOFISKA FAKULTETENS

I UPPSALA

MATEMATISK-NATURVETENSKAPLIGA SEKTION

FÖR

ERHÅLLANDE AV FILOSOFISK DOKTORSGRAD

TILL

OFFENTLIG GRANSKNING FRAMSTÄLLES

AV

ERNST LUNDHOLM

FIL. LIC. AV UPLANDS LANDSKAP

Å FYSISKA LÄROSALEN

LÖRDAGEN DEN 3 FEBRUARI 1912 KL. 10 F. M.

UPPSALA 1912

K. W. APPELBERGS BOKTRYCKERI

SPEKTROFOTOMETRISKA UNDERSÖKNINGAR

ÖVER

DIFFUSA ÄMNENS ABSORPTION

AKADEMISK AVHANDLING

SOM MED TILLSTÅND AV

VITTBERÖMDA FILOSOFISKA FAKULTETENS

I UPPSALA

MATEMATISK-NATURVETENSKAPLIGA SEKTION

FÖR

ERHÅLLANDE AV FILOSOFISK DOKTORSGRAD

TILL

OFFENTLIG GRANSKNING FRAMSTÄLLES

AV

ERNST LUNDHOLM

FIL. LIC. AV UPLANDS LANDSKAP

Å FYSISKA LÄROSALEN

LÖRDAGEN DEN 3 FEBRUARI 1912 KL. 10 F. M.

ACAD. LUND. BAT. BIBL.

UPPSALA 1912

K. W. APPELBERGS BOKTRYCKERI

INNEHÅLL.

Sid.

Inledning 1

Undersökningsmetoder 10

Resultatet av undersökningarna 19

A. Olika metalloxider 19

Magnesiumoxid 19

Zinkoxid 23

Antimonoxid 26

Vismutoxid 30

B. Olika sotsorter 32

Stearinsot 32

Gassot 35

Fotogensot 39

Några anmärkningar till frågan om sots fysikaliska egenskaper 42

Diskussion och sammanfattning av det erhållna resultatet 54

Absorptionen hos lysande lågor 67

Diskussion av resultatet 75

Sammanfattning 81

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523708_0047

Inledning.

Förklaringen av färgfenomenen i atmosfären har sedan lång tid tillbaka sysselsatt åtskilliga forskare, och i mitten av förra århundradet gav Clausius[1], utgående från de vanliga reflexions- och brytningslagarna en ingående teori häröver. År 1871 publicerade lord Rayleigh[2] sina första undersökningar över himlens blåa färg. Han framlade då en teori för polarisationen och absorptionen hos diffusa ämnen ("trübe Medien"), d. v. s. medier, i vilka finnas inbäddade småpartiklar av ett främmande ämne med andra optiska egenskaper. Lord Rayleighs tidigare undersökningar baserade sig på eterteorin, men sedermera har han behandlat frågan från den elektromagnetiska ljusteorins ståndpunkt.

Om man låter ljus falla in i ett genomskinligt medium, där partiklar av ett annat ämne finnas, *vilkas storlek är liten i förhållande till det infallande ljusets våglängd*, inträder en diffusion av strålningen åt alla sidor. Rayleigh förutsätter dessutom, att partiklarnas brytningsindex blott föga skiljer sig från det omgivande mediets. På grund av partiklarnas litenhet upphöra de vanliga brytnings- och reflexionslagarna att gälla, och de små partiklarna bli störningscentra för den infallande vågrörelsen och ge upphov till sekundära vågor, vilkas amplitud a är proportionell mot det infallande ljusets amplitud A och omvänt proportionell

[1] Clausius: Pogg. Ann. B. 72, s. 294 (1847); B. 76, s. 161 (1849); B. 88, s. 543 (1853).

[2] Lord Rayleigh (J. W. Strutt.) Phil. Mag. (4) B. 41, s. 107, 274 och 447 (1871). Phil. Mag. (5) B. 12, s. 86 (1881); B. 47, s. 375 (1899).

mot avståndet r till partikeln. Vidare är a proportionell mot partikelvolymen v. Rayleigh får sålunda:

$$a = \frac{k \cdot A \cdot v}{r}.$$

Då $\frac{a}{A}$ måste vara ett dimensionslöst tal, bör k hava dimensionen L^{-2}. Den enda längd utom r, som a kan vara beroende av, är våglängden λ, och man får alltså:

$$a = \frac{k_1 \cdot A \cdot v}{r \cdot \lambda^2}.$$

Intensiteten hos det diffunderade ljuset, som ju är proportionell mot a^2 är således omvänt proportionell mot λ^4, och vi få för det genomgående ljuset formeln:

$$I = I_0 e^{-\frac{k_1 l}{\lambda^4}}. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

där I_0 är det infallande ljusets intensitet, k_1 absorptionskoefficienten, l det diffunderande lagrets tjocklek.

Clausius hade vid sin teoretiska behandling kommit till en analog formel, där han i stället för λ^4 hade λ^2. I samband med absorptionsförhållandena behandlar även lord Rayleigh polarisationen. J. J. Thomson[1] har gjort teoretiska undersökningar för det fall, att småpartiklarna äro elektriskt ledande.

En mängd försök att pröva Rayleighs teorier, speciellt beträffande atmosfäriska förhållanden, ha utförts av bl. a. Crova[2], Zettwuch[3] och Pernter[4], och resultatet visar, att man måste utgå från Rayleighs uppfattning av "trübe Medien".

Enligt Rayleigh skulle absorptionen för diffusa ämnen

[1] J. J. Thomson: Recent Researches in Electricity and Magnetism § 369—378, Oxford 1893.

[2] Crova: Ann. chim. et phys. (6) B. 20, s. 480 (1890); B. 25 s. 534 (1892).

[3] Zettwuch: Ricerche sul "bleu del cielo" Dissert. Rom 1901. Phil. Mag. (6) B. 4, s. 199 (1902).

[4] Pernter: Meteorologische Optik. Wien u. Leipzig 1902.

vara bestämd genom formel (1), d. v. s. absorptionskoefficienten k i formeln

$$I = I_0 e^{-kl}$$

skulle vara omvänt proportionell mot fjärde digniteten på våglängden, dock under det ovannämnda villkoret, att partiklarnas storlek är liten i förhållande till det infallande ljusets våglängd.

Emellertid gäller ej denna lag beträffande de atmosfäriska förhållandena, utan man måste utgå från en empirisk absorptionsformel:

$$I = I_0 e^{-\frac{k_1 l}{\lambda^a}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

där a har värden, som äro mindre än 4, d. v. s. absorptionskurvan blir flackare, såsom Crova visat. Han undersökte förändringarna i himlens blåa färg för olika årstider och olika tider på dygnet och kom till det resultat, att exponenten a i formeln (2) företedde mycket varierande värden. Det årliga medelvärdet var 3,5. Under januari ha vi ett maximivärde 4,7, som sedermera sjönk, så att vi i augusti erhålla minimivärdet 1,6. Han förklarar detta därmed, att atmosfären under sommaren är fylld av en stor mängd småpartiklar av relativt betydande dimensioner, under det att deras antal på vintern är mindre och deras genomsnittliga storlek avtagit. Dessa variationer tillskriver han de oändligt små vattenpartiklar, som sväva omkring i rymden. Han påvisar slutligen, att hans antaganden om vattenpartiklarna som inverkande på fenomenet stämma med meteorologiska och hygroskopiska undersökningar.

Experimentella undersökningar över absorptionen hos diffusa ämnen ha utförts av en mängd forskare. Undersökningarna hava varit dels spektrofotometriska, d. v. s. omfattat strålningen mellan 0,4 och 0,7 μ, och dels verkställts med termostapel eller spektrobolometer och utsträckts in i det ultraröda spektrum. E. L. Nichols[1] undersökte

[1] E. L. Nichols: On Black and White. Transactions Kansas Academy of Sc. vol. X, s. 37 (1886).

spektrofotometriskt den diffusa reflexionen från pulverformiga kroppar och N. Mänz[1] bestämde efter samma metod absorptionen hos ett stort antal ämnen. Abney och Festing[2] undersökte mastixlösningar i alkohol medelst en termostapel intill $\lambda = 1{,}17\ \mu$. Spektrofotometriska undersökningar av sådana mastixlösningar äro utförda av A. Lampa[3] och över andra ämnen såväl fasta kroppar som vätskor av A. Hurion[4], P. Compan[5] och J. Barnes[6].

Så länge kornstorleken uppfyller det av Rayleigh uppställda villkoret, ger det experimentella resultatet en bekräftelse på den uppställda formelns giltighet, såsom Abney och Festings samt Lampas undersökningar visa. För större kornstorlek upphör emellertid lagen att gälla, och selektiviteten hos absorptionen tycks då bliva beroende av kornstorleken, vilket bl. a. framgår av Hurions förutnämnda undersökningar. Han anställde försök med lösningar av klorsilver och citronsyra. I början, då lösningen nyss var framställd, gällde för absorptionen den Rayleighska formeln, men så småningom förändrades lösningen, så att en koagulering eller bildning av allt större partiklar ägde rum, och absorptionen blev en annan och sedermera kunde anges av en formel:

$$I = I_0\, e^{-\left(\frac{b}{\lambda^4} + c\right)}$$

där b avtager kontinuerligt med tiden och c tillväxer. Absorptionskurvan blir allt flackare, d. v. s. motsvarar den empiriska formeln (2), där exponenten a från 4 går mot mindre värden. Resultatet blir detsamma, som om en all-

---

[1] N. Mänz: Spektrofotom. Untersuchungen an trüb. Med. Inaug. Dissert. Marburg 1885.

[2] Abney and Festing: Proc. Roy. Soc. vol. 40, s. 378 (1886).

[3] A. Lampa: Wien. Ber. vol. 100 II a, s. 730 (1891).

[4] A. Hurion: Compt. rend. vol. 112, s. 1431 (1891).

[5] P. Compan: Compt. rend. vol. 128, s. 1226 (1899).

[6] J. Barnes: J. Hopk. Univ. Circ. B. 20, s. 82; Phys. Rev. vol. 15, s. 368 (1901).

män diffusion oberoende av våglängden tillkom och lagrade sig över det ursprungliga fenomenet.

I detta sammanhang bör för fullständighetens skull hänvisas till undersökningar, som gjorts av en mängd forskare över de optiska förhållandena hos kolloidala lösningar. Den omständigheten, att kolloidal kiselsyra och kolloidala metalllösningar uppfylla Rayleighs villkor med avseende på partikelstorlek, föranledde F. Ehrenhaft[1] att undersöka polarisationsförhållandena hos en mängd lösningar av bl. a. guld, silver, platina och koppar. Dessa visade överensstämmelse med Rayleighs och Thomsons teorier, och undantagen berodde på att storleken hos småpartiklarna från början eller genom inträdd koagulation av lösningen ej uppfyllde det av teorin uppställda villkoret.

Vad absorptionen beträffar, skilja sig dessa "trübe Medien" redan vid ytligt betraktande från de övriga, därigenom att de i allmänhet ha en mycket utpräglad egenfärg. De spektrofotometriska undersökningarna visa i motsvarande fall ett utpräglat absorptionsmaximum (för röda *Au*-lösningar vid ungefär 0,520 μ, för brungrön *Ag*-lösning från 0,450 μ till synliga spektrums slut).

Egenskaperna hos dessa lösningar, i synnerhet absorptionsmaximums förändringar i läge vid koagulering och sammanslutning av småpartiklarna till större flockar gav Ehrenhaft anledning att uppfatta fenomenet som optisk resonans och att under antagande av kubisk eller sfärisk form hos småpartiklarna beräkna deras kornstorlek. Hans bevis för att fenomenet borde betraktas som optisk resonans grundade sig på Thomsons teori. Den av Siedentopf och Zsigmondy[2] år 1903 angivna metoden för ultramikroskopiska bestämningar är naturligtvis av stor betydelse för frågan om dessa småpartiklars storlek och egenskaper. De sistnämnda forskarna ha påvisat, att något sådant samband mellan färg och kornstorlek, som Ehrenhaft funnit, tydli-

[1] F. Ehrenhaft: Drud. Ann. 11, s. 489 (1903).

[2] H. Siedentopf u. R. Zsigmondy: Drud. Ann. 10, s. 1 (1903).

gen ej existerar. De erhöllo för guldpartiklar, som reflekterade grönt, en kornstorlek varierande mellan 3,9—145 μμ, kopparrödt varierande mellan 68—103 μμ o. s. v. För att optisk resonans dock skulle kunna sättas som förklaringsgrund till dessa färgfenomen, finge man överge antagandet av sfärisk eller kubisk form hos småpartiklarna och i stället tänka sig dessa utbildade i form av tunna lameller.

Även om i särskilda fall färgförhållandena tyckas stå i beroende av kornstorleken, hava de senaste årens forskningar visat ohållbarheten i teorin om optisk resonans i ovan anförda mening. Man får även taga vederbörlig hänsyn till andra egenskaper hos kolloiderna än kornstorleken. Pockels[1] påvisade, att Ehrenhaft gjort en mängd oriktiga antaganden, och att den optiska resonansen ingalunda läte sig förena med Thomsons teori. En mängd undersökningar över metallkolloidernas optiska egenskaper, både teoretiska och experimentella, ha under de senaste åren utförts, men då frågan till stor del faller på sidan om de undersökningar, som av mig verkställts, inskränker jag mig till att hänvisa till Wo. Ostwald: Grundriss der Kolloidchemie[2], där fullständig litteraturförteckning intill år 1908 förefinnes.

Av de teoretiska undersökningarna tyckas de, som företagits av G. Mie[3], uppvisa den bästa överensstämmelse med det experimentellt vunna resultatet, och hans teori har sitt stora intresse därigenom, att han uppvisar, att Rayleighs teori kan betraktas som ett specialfall av hans egen.

I den del av hans arbete, som hittills publicerats, göres bland andra förenklande antaganden det, att småpartiklarna ha sfärisk form. Det ljus, som utstrålar från dem, låter beräkna sig som en serie av partialvågor (analoga med de i Airys regnbågsteori förekommande intensitetskurvorna), och man erhåller två grupper av dylika vågsystem, som motsvara de elektriska och magnetiska sväng-

[1] F. Pockels: Phys. Zeitschr. vol. 5, s. 152 (1904).

[2] Wo. Ostwald: Grundriss d. Kolloidchemie, s. 222 o. f. Dresden 1909.

[3] G. Mie: Drud. Ann. 26, s. 329 (1908).

ningarna. Av dessa partialvågor behöver man även vid relativt stor kornstorlek endast räkna med ett ändligt antal, varvid den m^{te} elektriska svängningen är parallell med den $m—1^{sta}$ magnetiska. Hos kolloidala metallösningar med mycket små partiklar behöver man endast taga hänsyn till den första elektriska svängningen. Vid konstant koncentration är till en början, när partiklarna äro ytterst små, den diffusa strålningen proportionell mot en partikels volym, men när kornen bli större, växer strålningen långsammare och uppnår ett maximum, som är beroende av våglängden. Det ljus som utsändes från fullkomligt ledande eller vita partiklar av mycket liten storlek är blåviolett och överensstämmer med Rayleighs formel.

Vad den intensiva färgen hos guldlösningar beträffar, förklarar Mie den genom samverkan av två egenskaper hos guldpartiklarna. Hos guld ha vi nämligen ett starkt utpräglat maximum för absorptionen i grönt och ett reflexionsmaximum i rödgult.

Bland de experimentella undersökningarna över metallkolloidernas färg böra framhållas de, som påbörjats av Svedberg och Pihlblad[1], och som särskilt åsyfta studiet av färgförändringarna vid olika dispersitetsgrad ända ned till molekylärdispersa system. Det av dem hittills framlagda resultatet särskilt beträffande guldlösningar bekräftar Mies teori.

* * *

Spektrobolometriska undersökningar intill en våglängd av 13,6 μ hava utförts för stearinsot, magnesiumoxid och zinkoxid av K. Ångström[2], och önskvärdheten av att studera dessa ämnens absorption även spektrofotometriskt var närmaste anledningen till att den här föreliggande under-

[1] The Svedberg u. N. Pihlblad: Zeitschr. für physik. Chemie B. 74, s. 513 (1910).

[2] K. Ångström: Öfversigt af Kungl. Vet. Ak. förh. 1888, s. 385; Wied. Ann. 36, s. 715 (1889).

sökningen företogs. Bestämningar av de optiska egenskaperna hos sot och små kolpartiklar ha utförts av en mängd forskare såsom Rosicky[1], J. Stark[2], Nichols[3], Blaker[4] och P. Compan[5]. H. A. Clark[6] har undersökt på elektrisk väg avsöndrade kolpartiklar och därvid även sådana lager, som avsätta sig i glödlampor.

Den sista delen av mina undersökningar har ägnats åt bestämningar av absorptionen hos lysande lågor. Dylika undersökningar ha förut verkställts av R. Ladenburg[7], som med termoelement undersökte absorptionen hos acetylenlågan och Hefnerlågan. Undersökningsområdet sträckte sig från 2,5 μ till 0,7 μ, således inom gränsen för det röda ljuset. A. Becker[8] har utfört spektrofotometriska bestämningar av Hefnerlampans absorption och fann hos de glödande kolpartiklarna en selektivitet, som var fullt identisk med den, som påvisats hos sot med lägre temperatur.

Vid den slutliga jämförelsen mellan mina egna resultat och övrigas kommer jag att ytterligare anföra arbeten, som beröra hithörande frågor, i synnerhet sådana som behandla kolpartiklarnas reflexion, dispersion och emission.

Först och främst skall i det följande framläggas bestämningar av absorptionen hos magnesium-, zink-, antimon-, och vismutoxid samt gas-, stearin- och fotogensot. Därefter behandlas absorptionen hos lysande lågor, nämligen gas-, fotogen- och amylacetatlågan.

De föreliggande undersökningarna äro utförda på Upsala Universitets fysiska institution under läsåret 1906—7

[1] Rosicky: Wien. Ber. 78 II, s. 417 (1878).

[2] J. Stark: Inaug. dissert. München 1897; Wied. Ann. 62, s. 353 (1897).

[3] E. L. Nichols: Am. Journ. of Sc. (3 ser.) vol. 44, s. 277 (1892).

[4] Nichols and Blaker: Phys. Rev. vol. 13, s. 378 (1901).

[5] P. Compan: l. c.

[6] H. A. Clark: Phys. Rev. vol. 23, s. 422 (1906).

[7] R. Ladenburg: Phys. Zeitschr. vol. 7, s. 697 (1906).

[8] A. Becker: Drud. Ann. 28, s. 1017 (1909).

samt åren 1909—10. Det hade vid detta tillfälle för mig varit en kär plikt, om jag kunnat till institutionens förutvarande Prefekt Herr Professor Knut Ångström frambära min stora tacksamhetsskuld såväl för uppslaget till det hela som för det stora intresse, varmed han omfattade mitt arbete.

Till institutionens nuvarande Prefekt Herr Professor G. Granqvist ber jag att även få frambära ett vördsamt tack för det synnerligen välvilliga och värdefulla bistånd han lämnat under arbetets gång, särskilt vid dess avslutande.

Undersökningsmetoder.

Vid absorptionsbestämningarna användes en Vierordts [1] spektrofotometer med dubbelspalt av det utseende, den schematiska figuren här nedan angiver.

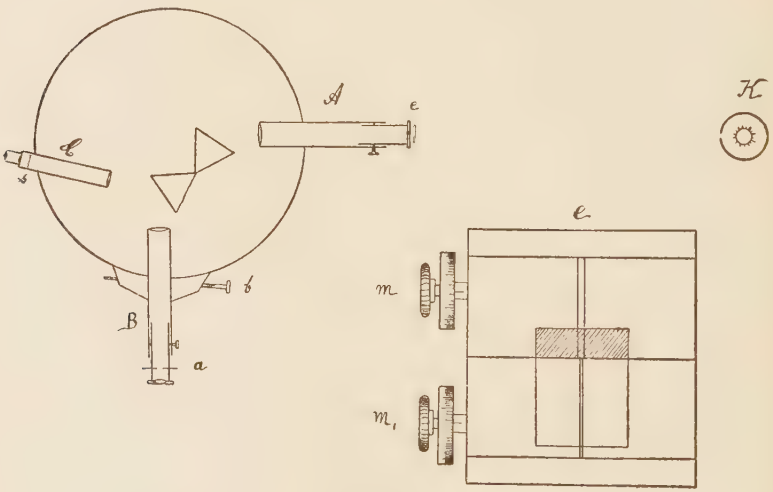


Fig. 1.

Kollimatorn A är försedd med en dubbelspalt e, där de båda spaltöppningarna kunna förändras medelst mikrometerskruvarna m och m_1, vilkas huvuden äro graderade, den övre m i 100 delar, den nedre m_1 i 250 delar, och vilkas inställningar noggrant kunna avläsas. Vi ha vidare,

[1] Vierordt: Pogg. Ann. 137 s. 200 (1869); 138 s. 172 (1870).

som av figuren antydes, två prismor och röret *C*, innehållande den skala, varmed inställningar inom spektrums olika delar kunna avläsas. Kikaren *B* kan medelst skruven *b* inställas på det ställe, man önskar inom spektrum, och är försedd med två skärmar *a*, varmed man kan skärma av en tillräckligt smal del av spektrum. Den avskärmade delen hade under försöken en bredd av cirka 1 mm. Kikarens inställning kunde förutom medelst skalan även avläsas på en på spektrometerbordet anbragt gradering. En Auerbrännare *K*, omgiven av en kalkcylinder med ett cirkulärt hål av cirka 1,5 cm. diameter, tjänstgjorde som ljuskälla. Den var vid försöken placerad på ett avstånd av cirka 6 dm. från spalten.

Före försöken injusteras som vanligt kollimatorn och kikaren för parallella strålar, och skalan inställes, så att dess bild så noggrant som möjligt sammanfaller med bilden av spektrum. Därefter evaluerade jag spektrums olika delar med användande av några Frauenhoferska linjer i solspektrum, och resultatet av denna bestämning av relationen mellan skaldel och våglängd (värdena tagna ur Kohlrausch: Lehrbuch der praktischen Physik) blev följande:

	Våglängd i μ	*Skaldel*
a	0,719	215,3
B	0,687	227,0
C	0,656	239,5
D	0,589	276,2
E	0,527	326,0
b'	0,518	335,3
F	0,486	371,8
G	0,431	460,0

Med ledning av dessa värden konstruerades en reduktionskurva, med vars hjälp man sedermera kan taga den mot en viss skaldel svarande våglängden.

De ämnen, vilkas absorption undersöktes, fingo som rök avsätta sig på en väl rengjord platta av vitt spegel-

glas, vars storlek var 3 × 4 cm. Sedan ämnet i fråga avsatt sig på plattan, avtorkades varsamt större delen därav, ungefär tre fjärdedelar. Den fastsattes sedan i en ram, som var fästad i ett stativ. Alltsammans placerades nu framför kollimatorspalten, så nära som möjligt med den belagda delen mot spalten. Medelst en skruv höjes eller sänkes ramen i stativet, så att skillnaden mellan plattans belagda och obelagda del sammanfaller med skillnaden mellan de båda spalterna, och så att den belagda delen sålunda täcker den övre spalthälften. (Se fig. I *e*).

Det första vid absorptionsundersökningarnas utförande är bestämmande av spalternas nollpunkter. Man vrider på skruvarna, tills synfältet blir fullständigt mörkt, och skruvar sedermera försiktigt i motsatt led, ända tills en svag ljusning iakttages i de båda hälfterna, då man har att avläsa de båda skruvarnas inställningar, som tydligen bli nollpunkter. För att borteliminera de fel, som kunna bero av en förändring under experimentens gång av nollpunkternas lägen, kontrollerades dessa alltid mellan undersökningarna av de olika plattorna.

Före försöken inställdes kikaren med hjälp av den belysta skalan på det önskade stället i spektrum, varefter lampan, som belyste skalan, släcktes. Därefter ställdes den övre spalten på lämplig bredd (vanligen $^1/_2$, 1 eller 2 varv), och den undre spalten tillskruvades, tills de båda spalthälfterna bli lika belysta. Som belysningen är proportionell mot spaltbredden, erhålles lätt det genomgångna ljuset i förhållande till det infallande. För att minska inverkan av möjligen förefintliga felaktigheter i gradering och ojämnheter hos mikrometerskruvarna, anställdes alltid försök med två olika inställningar av den övre spalten.

Vid försöken voro alla försiktighetsmått vidtagna, för att ej främmande ljus skulle inverka störande. Från kollimatorns och kikarens väggar ägde reflexion rum, så att i synfältet över spektrum lagrade sig ett svagt diffust ljus. Emellertid insattes framför de olika linserna bländare av

matt svart papper, varigenom inverkan härav så försvagades, att det ej längre kunde hava någon betydelse för mätningarna.

Försöksserier togos från nio olika delar av spektrum, från 0,706 μ till 0,466 μ. Bestämningar för våglängderna 0,706 μ, 0,678 μ, 0,496 μ och 0,466 μ äro i allmänhet osäkrare än de övriga, då dessa delar äro ljussvagare och intensitetsdifferenserna något svårare att iakttaga. Fysiologiska faktorer, sådana som ögats uttröttning m. m., ha naturligtvis stor inverkan på resultatet och orsakade, att några serier måste förkastas och ersättas med nya. Efter varje serie undersöktes medelst inställning på *Na*-linjerna, om förskjutning inträtt i kikarens läge i förhållande till spektrum. För bortelimination av inverkan från ojämnheter i de undersökta lagrens tjocklek var det sörjt för att samma del av plattan alltid kom framför dubbelspalten.

För plattor med större lagertjocklek måste — särskilt när vi komma ut i den blå ljussvagare delen av spektrum — relativt stor bredd hos den övre spalten användas, varvid det skulle kunna tänkas, att man komme utanför det område, där sträng proportionalitet mellan belysning och spaltbredd var rådande. Emellertid kontrollerades genom särskilda experiment för olika spaltbredder, att den möjligen förefintliga avvikelsen låg inom försöksfelens gränsområde.

Som i det följande endast det slutliga resultatet för absorptionsbestämningarna i olika delar av spektrum kommer att anföras, meddelas som exempel å nästa sida utdrag ur det observationsprotokoll som fördes, varvid man kan få en uppfattning om de felgränser, inom vilka intensitetsmätningarna röra sig. Siffrorna gälla platta I Gassot. Den övre spalten var inställd på $^1/_2$, 1 och 2 varvs vridning av mikrometerskruven. Den undre spaltens nollpunkt = 32,75; *Na*-linjen var inställd på skaldel 276,2.

* * *

Skaldel 220		Skaldel 230		Skaldel 240		Skaldel 260		Skaldel 280		Skaldel 300		Skaldel 320		Skaldel 360		Skaldel 400	
1	2	1	1/2	1	1/2	1	1/2	1	1/2	1	1/2	1	1/2	1	1/2	1	1/2
133	235	127,5	78	121,5	76,5	114,5	76,5	109,5	70,5	103	67	97	68,5	91,5	61,5	82,5	58
135	231	124,5	79,5	126	77,5	111,5	75	112	72,5	107,5	68,5	97,5	65	92	62,5	84,5	56,5
131,5	223	127,5	79	122,5	75,5	114,5	73,5	111,5	71	107,5	68,5	100	65,5	92	61,5	82,5	57,5
132,5	231	127,5	78,5	121,5	76	113	74,5	109	72	105	69	97,5	66,5	92	62	82,5	57,5
131,5	225,5	126,5	79,5	121	76,5	114,5	75,5	107,5	69	103,5	68	98,5	66,5	91,5	61,5	83	58,5
128,5	236	125	77,5	121,5	77	113	72,5	111,5	73,5	106,5	68	96,5	67	95	63	84	57,5
128	233	128,5	78,5	124,5	75,5	112,5	73,5	112	72,5	106	68,5	98,5	66	91	61,5	82,5	57
134,5	235	127,5	78,5	120	75,5	113	73,5	107	71	106,5	69,5	97	65,5	91,5	62	82	58,5
131,5	229,5	130	80,5	124	75,5	114	70,5	112	70,5	103,5	67,5	97,5	65,5	92,5	61,5	80,5	58,5
136,5	231,5	125	78	120,5	77,5	113	75	107,5	71	103,5	70	97	65,5	92,5	61,5	82,5	56,5
Medel: 132,25	231,05	126,9	78,75	122,3	76,3	113,3	74,0	109,95	71,35	105,25	68,45	97,7	66,15	92,1	61,85	82,65	57,6

Bestämningar av tjockleken hos lager av magnesium-, zink-, antimon- och vismutoxid ävensom tjockare sotlager utfördes med mikroskop. *A* (fig. 2) är ett stativbord för

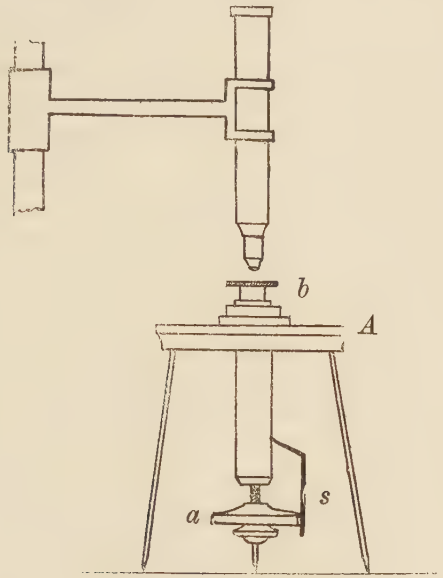


Fig. 2.

interferensförsök, i vilket löper en fin, synnerligen noggrant arbetad skruv från C. Zeiss, Jena. Skruven uppbär ett bord *h*, som sålunda kan höjas och sänkas efter behag, och inställningen kan avläsas med hjälp av det graderade skruvhuvudet *a* på en skala *s*. Noggrannheten är så stor, att man med användande av en nonie kan skatta delar av 0,001 mm. På bordet *b* anbragtes en cirka $1^1/_2$ cm. hög av ett mässingsrör förfärdigad cylinder, noggrant slipad, så att den därpå placerade försöksplattan kom att vila fullkomligt horisontellt. Ovanför plattan befinner sig ett mikroskop, vridbart kring en stativaxel. Mikroskopet injusterades, så att dess bildplan sammanföll med horisontalplanet, och kontrollförsök över att plattan och bildplanet fortfarande befunno sig horisontellt företogos ofta.

Plattan placerades, så att gränslinjen mellan den belagda och obelagda delen kom mitt i synfältet. För att få inställning på den obelagda delen av plattan, fördes den hastigt genom salmiakrök, så att man erhöll några korn, på vilka inställning sedermera kunde ske. I jämnhöjd med *b* var vid sidan placerad en lampa, varifrån ljuset medelst en lupp koncentrerades på plattan, så att kornen lättare kunde iakttagas. Mikrometerskruven höjdes eller sänktes, så att de översta kornspetsarna av den belagda delen blevo synliga och inställningen avlästes på skalan. Därefter gjordes inställning på den obelagda delen av plattan, och skillnaden mellan de båda avläsningarna blir då lagrets tjocklek. Vid försöken visade det sig, som vi av resultaten komma att erfara, att lagrets yta genom varierande kornstorlek o. d. till och med inom synfältet företer rätt stora ojämnheter, så att ingalunda den noggrannhet, som man kan vänta av det utmärkta instrumentet, kan uppnås.

Som de sotlager, vilka genomsläppa synliga strålar, äro mycket tunna, skulle en mikroskopisk bestämning av lagertjockleken giva värden, där det sannolika felet vore avsevärt stort. Därför måste man vid dylika försök använda andra metoder, t. ex. vägning av sotlagret. Compan [1] ansåg, att en sådan metod på grund av sotets hygroskopiska egenskaper vore otillförlitlig, men till detta torde man knappast behöva taga hänsyn, åtminstone ej för sotlager, som tämligen nyligen blivit framställda. De fel, som möjligen kunna bero härav, äro emellertid obetydliga i förhållande till ojämnheter i sotlagrens tjocklek. Trots alla omsorger vid framställandet bliva i alla fall lagren relativt ojämna. Compan använde sig av en kemisk metod för att bestämma vikten av sotet.

Mina bestämningar av lagertjockleken utfördes genom direkt vägning. Som sotkvantiteterna voro obetydliga, måste en känslig torsionsvåg användas.

---

[1] Compan: l. c.

Över en gaffel är en ytterst fin kvartstråd av ungefär $^1/_2$ dm:s längd utspänd, och vinkelrätt mot denna är fastsmält, som av fig. 3 framgår, ett i trubbig vinkel böjt fint kapillärrör. Vid den kortare vågarmen är medelst kokongtrådar fastsatt en liten vågskål av ett tunt aluminiumfolium med 1 cm:s diameter. Belastas vågskålen, torderas nu tråden, tills jämvikt inträder, vilken avläses på en framför den andra vågarmen placerad spegelskala, där man med

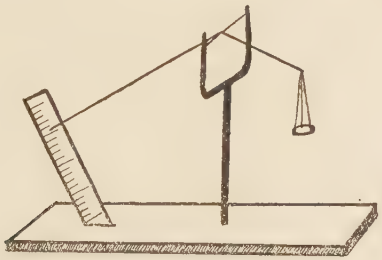


Fig. 3.

lätthet kan avläsa inställningar på 0,1 mm. när. Till skydd mot damm och luftströmmar under vägningen var vågen omgiven av ett glashus med dörr, varigenom den substans infördes, som skulle vägas. Vågen användes under loppet av ett halft år, fungerade väl utan alla missöden och visade sig vara mindre ömtålig, än man skulle kunna tro på grund av den ytterst fina kvartstråden. Nollpunktsvariationerna voro ytterst små, och känsligheten, vilken allt som oftast kontrollerades, undergick inga förändringar. Först undersöktes känsligheten hos vågen, och den visade sig för 1 mgr. göra ett utslag av 12,4 skaldelar och för 0,5 mgr. ett utslag av 6,2 skaldelar. För de vägningsförsök, som gjordes, kan proportionalitet antagas vara rådande mellan utslag och vikt.

Sedan plattan fått ett så jämnt sotlager som möjligt, avskrapades med en skarp kniv en förut uppmätt del av den sotade ytan, och sotet samlades på ett stycke vitt silkespapper, varefter det placerades på vågskålen. Efter någon tids övning kunde denna procedur utföras med den noggrannhet, att den del av sotet, som gick förlorat, blev

högst obetydlig och vägningen kunde anses giva ett tillräckligt gott resultat. Som vi emellertid sedermera få se, blir noggrannheten vid denna bestämningsmetod ej synnerligen stor men dock tillräcklig för att konstatera, huru absorptionen förändrar sig med lagertjockleken.

Resultatet av undersökningarna.

A. Olika metalloxider.

Först utfördes undersökningar över åtskilliga metalloxider, nämligen magnesium-, zink-, antimon- och vismutoxid, vilka avsätta sig som rök vid förbränning av metallerna. De erhållna oxidlagren bestå av småpartiklar av den storleksordning, att de visa diffusa ämnens optiska egenskaper.

Magnesiumoxid.

Lagren erhöllos genom att hastigt föra en glasplatta fram och tillbaka över ett brinnande magnesiumband. Detta var förut väl rengjort och befriat från oxid, för att förbränningen skulle ske så likformigt och lugnt som möjligt, ty med all sannolikhet inträda variationer i medelkornstorleken hos småpartiklarna, om förändring i förbränningshastigheten medför ett hastigare eller långsammare avskiljande av oxidröken. Trots detta försiktighetsmått att rengöra metallen brann ej alltid magnesiumbandet så lugnt och jämnt, som önskligt hade varit. Svårigheten att erhålla tillräckligt jämna lager var även mycket stor. De använda lagren voro emellertid alltid av tämligen jämn bekaffenhet på den lilla del av plattan, som befann sig framför spalten.

Vid mikroskopisk granskning visa sig småpartiklarna vara av mycket varierande storlek mellan ungefärligen 0,0016—0,0004 mm. och åtskilliga ännu mindre, så att de

knappast kunde urskiljas. De undersökta fyra plattorna företedde ej under mikroskopet sinsemellan någon synbar olikhet med avseende på kornstorlek och lagerytans utseende.

Tjockleken hos magnesiumoxidlagren liksom hos övriga oxider mättes genom mikroskopisk inställning på den del av plattan, som placerades omedelbart framför kollimatorspalten, och där absorptionen sedermera undersöktes. För varje platta togos två serier på olika ställen av den del, som täckte spalten. De båda seriernas medelvärden ävensom slutvärdena meddelas i nedanstående tabell:

	Serien 1	*Serien 2*	*Medelvärde*
Platta I	0,0136	0,0124	0,0130 mm.
„ II	0,0163	0,0137	0,0150 „
„ III	0,0177	0,0151	0,0164 „
„ IV	0,0210	0,0202	0,0206 „

Sedan lagertjockleken erhållits på ovannämnt sätt, företogos bestämningar av absorptionen. I varje del av spektrum togos två serier för olika spaltbredd och efter en eller annan dag ytterligare två kontrollserier. Det i tabellerna anförda resultatet uttrycker det genomgångna ljuset i procent av det infallande. Värdena, som i det följande anföras för olika spaltbredd (1 och 2), äro i allmänhet medium av 20 olika inställningar.

Resultatet av undersökningarna för magnesiumoxid framgår ur nedanstående tabell och fig. 4. I tabellen finnes även anfört värdet på absorptionskoefficienten k under antagande av den vanliga absorptionsformeln

$$I = I_0 \, e^{-kl}$$

där l är lagertjockleken i mm.

Platta I. Lagertjocklek: 0,0130 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	24,62	25,54	25,08	106,2
0,678	21,82	21,89	21,85	116,8
0,655	19,04	19,22	19,13	127,0
0,615	16,10	15,30	15,70	140,8
0,583	14,53	13,65	14,09	150,5
0,557	13,40	12,61	13,01	156,6
0,533	11,60	11,46	11,53	165,9
0,496	9,66	9,22	9,44	181,3
0,466	7,06	7,42	7,24	201,6

Platta II. Lagertjocklek: 0,0150 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	9,93	9,80	9,87	154,3
0,678	8,02	8,08	8,05	167,9
0,655	6,45	6,62	6,53	181,9
0,615	4,96	5,06	5,01	199,6
0,583	4,03	4,00	4,02	214,3
0,557	3,35	3,31	3,33	226,9
0,533	2,80	2,83	2,82	237,9
0,496	2,06	1,99	2,02	260,1
0,466	1,43	1,43	1,43	283,2

Platta III. Lagertjocklek: 0,0164 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	9,48	9,44	9,46	143,8
0,678	8,11	8,20	8,15	152,9
0,655	6,94	6,82	6,88	163,1
0,615	5,70	5,98	5,84	173,3
0,583	5,19	5,18	5,19	180,1
0,557	4,45	4,36	4,41	190,4
0,533	3,81	3,98	3,90	197,8
0,496	3,17	3,17	3,17	210,5
0,466	2,66	2,58	2,62	222,1

Platta IV. Lagertjocklek: 0,0206 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	2,22	2,25	2,23	184,7
0,678	1,61	1,69	1,65	199,3
0,655	1,20	1,25	1,23	213,5
0,615	0,91	0,93	0,92	227,8
0,583	0,72	0,72	0,72	239,3
0,557	0,58	0,56	0,57	250,5
0,533	0,46	0,46	0,46	261,2
0,496	—	—	—	—
0,466	—	—	—	—

För ett par av plattorna äro kontrollundersökningar av absorptionen företagna ungefär en vecka, sedan ovanstående bestämningar gjordes, och dessa gåvo ett resultat, som var lika med det förut erhållna.

Zinkoxid.

För framställning av zinkoxidlager försökte jag till en början använda smala remsor av vanlig zinkplåt, som infördes i en blästerlåga, varvid det emellertid snart visade sig, att förbränningen försiggick stötvis och mycket ojämnt, så att detta förfaringssätt måste övergivas. Genom att först smälta zink i en liten porslinsdegel av cirka 1 cm^3 rymd och utsätta denna zinkklump för blästerlågan, erhöll jag slutligen en mycket jämn och lugn förbränning.

Zinkoxidröken avsatte sig för övrigt med större likformighet med avseende på förbränningshastigheten än övriga oxider, ty oxidering med rökutveckling kunde endast ske vid en viss väl avpassad lufttillförsel till blästerbrännaren. Vid häftig lufttillförsel oxiderades zinken i degeln utan att utveckla någon oxidrök. Jag har därför anledning att antaga, att zinkoxidlagren på de olika plattorna uppkommit under så likartade förhållanden som möjligt, så att dessa lager kunna antagas visa större överensstämmelse sinsemellan med avseende på struktur än övriga oxider.

Under mikroskopet visa sig småkornen vara betydligt mindre än hos magnesiumoxid. De voro av varierande storlek: de största c:a 0,0005 mm. och så allt vidare ned till en storlek, som är svår att urskilja. Lagren voro av betydligt jämnare beskaffenhet än hos magnesiumoxid.

Resultatet av den mikroskopiska bestämningen av lagertjockleken blev:

	Serien 1	*Serien 2*	*Medelvärde*
Platta I	0,0373	0,0399	0,0386 mm.
„ II	0,0440	0,0426	0,0433 „
„ III	0,0502	0,0510	0,0506 „
„ IV	0,0742	0,0750	0,0746 „

Absorptionen hos zinkoxid framgår ur nedanstående tabeller och av fig. 5.

Platta I. Lagertjocklek: 0,0386 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	48,34	47,72	48,03	19,0
0,678	43,46	44,02	43,74	21,4
0,655	38,51	38,76	38,63	25,2
0,615	30,12	31,30	30,71	30,6
0,583	22,60	23,12	22,86	38,2
0,557	16,80	16,78	16,79	46,2
0,533	11,97	12,04	12,00	54,9
0,496	5,61	5,54	5,58	74,7
0,466	2,63	2,77	2,70	93,5

Platta II. Lagertjocklek: 0,0433 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	34,38	33,54	33,96	24,9
0,678	30,38	29,08	29,73	28,0
0,655	25,32	26,14	25,73	31,4
0,615	17,16	18,58	17,87	39,8
0,583	12,40	12,66	12,53	48,0
0,557	8,06	8,26	8,16	57,9
0,533	5,61	5,62	5,62	66,5
0,496	2,35	2,40	2,37	88,4
0,466	0,96	0,87	0,92	108,7

Platta III. Lagertjocklek: 0,0506 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	23,50	21,46	22,48	29,4
0,678	18,14	17,08	17,61	34,3
0,655	13,32	13,90	13,61	39,4
0,615	8,19	8,06	8,12	49,6
0,583	4,95	4,96	4,96	59,4
0,557	2,87	2,86	2,87	70,3
0,533	1,82	1,83	1,82	79,2
0,496	0,66	0,70	0,68	98,6
0,466	0,32	0,32	0,32	113,6

Platta IV. Lagertjocklek: 0,0746 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			h
	1	2	Medel	
0,706	14,40	14,60	14,50	25,9
0,678	11,44	10,70	11,07	29,5
0,655	8,33	8,08	8,21	33,5
0,615	5,40	5,40	5,40	39,1
0,583	3,38	3,43	3,41	45,3
0,557	2,15	2,14	2,15	51,5
0,533	1,20	1,26	1,23	59,0
0,496	0,47	0,47	0,47	71,9
0,466	—	—	—	—

Senare kontrollundersökningar av ett par av plattorna visade, att absorptionen ej förändrades med tiden.

Antimonoxid.

Genom att utsätta ett stycke metallisk antimon för en stark blästerlåga erhålles en ymnig oxidrök. Lågan hölls så konstant som möjligt under oxidbildningen, men betydande variationer i dess storlek och värmegrad kunde sannolikt ej undvikas, så att likformigheten med avseende på de olika plattornas struktur och medelkornstorlek måhända ej här var så stor som vid zinkoxid, ehuru vid den mikroskopiska granskningen i allmänhet ej någon skillnad kunde iakttagas. Kornen voro mycket varierande, från minsta möjliga iakttagbara storlek upp till c:a 0,0014 mm. Ytan visade sig vara finkornigare än hos magnesiumoxid, och de mindre kornen voro här proportionsvis talrikare än hos nyssnämnda oxid. Det bör anmärkas, att jag, när jag strax efter framställningen av lagren granskade plattan IV under mikroskopet, tyckte mig finna, att denna företedde betydligt finkornigare och tätare struktur än föregående plattor. En direkt jämförelse med platta III, som ju hade ungefär samma tjocklek, framhävde ytterligare skillnaden i medelkornstorlek och struktur. Vi skola i det följande se, att plattorna även förete avsevärd skillnad i absorptionsförhållanden.

Den mikroskopiska bestämningen av lagertjockleken för de olika plattorna gav:

	Serie 1	*Serie 2*	*Medel*
Platta I	0,0317	0,0308	0,0313 mm.
„ II	0,0337	0,0341	0,0339 „
„ III	0,0397	0,0404	0,0401 „
„ IV	0,0410	0,0404	0,0407 „

Absorptionsbestämningarna gåvo nedanstående resultat, som är grafiskt återgivet i fig. 6.

Platta I. Lagertjocklek: 0,0313 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	53,68	52,92	53,30	20,1
0,678	48,36	50,06	49,21	22,7
0,655	43,52	43,90	43,71	26,4
0,615	36,06	36,08	36,07	32,6
0,583	29,14	28,68	28,91	39,7
0,557	24,42	24,28	24,35	45,1
0,533	18,78	17,88	18,33	54,2
0,496	12,22	11,96	12,09	67,5
0,466	6,04	6,10	6,07	89,5

Platta II. Lagertjocklek: 0,0339 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	39,60	40,00	39,80	27,2
0,678	35,52	35,60	35,56	30,5
0,655	33,12	33,38	33,25	32,5
0,615	28,24	28,42	28,33	37,2
0,583	24,12	24,70	24,41	41,6
0,557	19,72	19,86	19,79	47,8
0,533	16,48	17,08	16,78	52,7
0,496	10,88	11,66	11,27	64,4
0,466	7,59	7,80	7,70	75,7

Platta III. Lagertjocklek: 0,0401 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	13,33	12,70	13,02	50,9
0,678	11,38	11,18	11,28	54,5
0,655	9,74	9,54	9,64	58,4
0,615	7,53	7,64	7,59	64,4
0,583	5,97	5,84	5,91	70,6
0,557	4,54	4,60	4,57	77,0
0,533	3,66	3,42	3,54	83,4
0,496	2,53	2,66	2,59	91,2
0,466	1,70	1,76	1,73	101,3

Platta IV. Lagertjocklek: 0,0407 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	12,72	12,20	12,46	51,1
0,678	10,77	10,50	10,64	55,0
0,655	8,48	8,42	8,45	60,7
0,615	5,64	5,06	5,35	71,9
0,583	2,98	2,93	2,95	87,4
0,557	1,94	1,90	1,92	98,1
0,533	1,31	1,38	1,35	106,9
0,496	0,62	0,59	0,61	126,3
0,466	—	—	—	—

Under framställningen av antimonoxidlagren gjordes den iakttagelsen, att avskiljandet av oxidrök efter borttagandet av blästerlågan i alla fall fortsätter några ögonblick under metallens hastiga avsvalning. Den rök, som nu utvecklade sig, var emellertid betydligt tjockare och hade en mera ren vit färg än den under blästerblåsningen erhållna, vilken hade en anstrykning i blått. Den förmodan, som låg nära till hands, att den på detta sätt erhållna oxiden hade en grövre struktur och större småpartiklar, bekräftades vid en närmare mikroskopisk granskning. Maximistorleken hos kornen var större än den förut iakttagna, och de grövre kornsorterna voro betydligt talrikare, så att ytan visade en mycket grovkornigare struktur än någon förut undersökt platta.

En platta med antimonoxid, som fått avsätta sig på ovannämnt sätt under metallens avsvalning, undersöktes med avseende på absorptionen, vilken, såsom vi här nedan se, avsevärt skilde sig från absorptionen hos de föregående lagren.

Platta V. Lagertjocklek: 0,0205 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	9,93	9,80	9,87	154,3
0,678	8,02	8,08	8,05	167,9
0,655	6,45	6,62	6,53	181,9
0,615	4,96	5,06	5,01	199,6
0,583	4,03	4,00	4,02	214,3
0,557	3,35	3,31	3,33	226,9
0,533	2,80	2,83	2,82	237,9
0,496	2,06	1,99	2,02	260,1
0,466	1,43	1,43	1,43	283,2

Vismutoxid.

Hittills hade undersökningar endast utförts för vita diffusa medier. Då det emellertid kunde hava sitt intresse att även undersöka något ämne med egenfärg, valdes härför den gula vismutoxiden. Bitar av metallisk vismut oxiderades i en stark blästerlåga, och den uppkommande röken uppfångades som förut på en glasplatta. Det visade sig vara rätt svårt att erhålla tillräckligt tjocka oxidlager, då metallen hade stor benägenhet att oxideras utan rökutveckling, vilken i allmänhet var mycket svag och obetydlig.

Vismutoxiden visade sig under mikroskopet bestå av oregelbundna korn av varierande dimensioner, från ungefärligen 0,001 mm. genomsnittlig diameter ned till minsta skönjbara storlek. Maximistorleken var sålunda något mindre än hos antimonoxid, men lagerstrukturen var för övrigt betydligt finkornigare och tätare. De använda lagren företedde ej under mikroskopet sinsemellan någon olikhet i strukturhänseende och voro för övrigt av synnerligen jämn beskaffenhet.

Bestämningarna av lagrens tjocklek gav följande resultat:

	Serie 1	*Serie 2*	*Medel*
Platta I	0,0201	0,0159	0,0180 mm.
„ II	0,0292	0,0284	0,0288 „
„ III	0,0334	0,0318	0,0326 „

Nedanstående tabell och fig. 7 ange resultatet av absorptionsundersökningarna:

Platta I. Lagertjocklek: 0,0180 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	82,32	83,96	83,14	10,1
0,678	77,60	77,16	77,38	14,3
0,655	73,68	76,72	75,20	15,8
0,615	72,00	69,40	70,70	19,3
0,583	68,06	69,54	68,80	20,8
0,557	64,00	66,32	65,16	23,8
0,533	63,22	61,96	62,59	26,0
0,496	54,32	55,74	55,03	33,2
0,466	40,48	41,46	40,97	49,6

Platta II. Lagertjocklek: 0,0288 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	59,48	59,12	59,30	18,2
0,678	56,14	55,52	55,83	20,2
0,655	53,46	53,00	53,23	21,9
0,615	48,24	48,68	48,46	25,2
0,583	43,72	43,44	43,58	28,8
0,557	39,68	40,28	39,98	31,8
0,533	32,56	32,80	32,68	38,8
0,496	22,45	21,88	22,17	52,3
0,466	14,16	12,24	13,20	70,3

Platta III. Lagertjocklek: 0,0326 mm.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	39,88	40,04	39,96	28,1
0,678	34,86	35,92	35,39	32,1
0,655	32,72	32,64	32,69	34,3
0,615	26,32	26,38	26,35	40,9
0,583	21,38	21,24	21,31	47,4
0,557	16,42	16,31	16,37	55,5
0,533	12,02	12,46	12,24	64,4
0,496	7,16	7,82	7,49	79,5
0,466	3,73	3,92	3,82	97,9

B. Olika sotsorter.

Stearinsot.

För erhållandet av sotlagret användes Liljeholmens stearinljus med en diameter av 25 mm. För att befordra avskiljandet av sot infördes i lågan ett mässingsnät. Omedelbart före sotlagrets framställande uppvärmdes glasplattan, så att ej någon kondensering av vattenånga på plattan kunde äga rum, vilket ju möjligen med anledning av sotets hygroskopiska egenskaper kunde ha inverkat på strukturen och partiklarnas kornstorlek. Plattan fördes sedan hastigt fram och tillbaka i lågan, och efter någon övning lyckades det att erhålla tämligen jämna sotlager.

Sedan lagertjockleken på förut nämnt sätt blivit bestämd genom vägningsförsök, företogos undersökningar av absorptionen. Efterföljande tabeller angiva resultatet:

Platta I. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0140 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0152 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	30,36	30,00	30,18	78,6
0,678	28,94	28,58	28,76	81,8
0,655	27,45	27,25	27,35	85,1
0,615	25,86	25,50	25,68	89,2
0,583	24,44	24,56	24,50	92,3
0,557	23,80	23,16	23,48	95,1
0,533	22,98	22,54	22,76	97,1
0,496	21,76	21,54	21,65	100,4
0,466	20.85	20,75	20,80	103,1

Platta II. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0293 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0308 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	10,51	10,13	10,32	73,7
0,678	8,91	9,09	9,00	78,1
0,655	7,90	7,98	7,94	82,1
0,615	6,67	6,58	6,63	88,0
0,583	5,71	5,90	5,81	92,3
0,557	5,04	5,17	5,11	96 5
0,533	4,50	4,48	4,49	100,6
0,496	3,67	3,74	3,70	107,0
0,466	3.10	3,30	3,20	111,8

Platta III. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0340 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0334 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	8,87	8,81	8,84	72,7
0,678	7,68	7,68	7,68	79,1
0,655	6,89	6,72	6,81	80,6
0,615	5,87	5,39	5,38	87,6
0,583	4,74	4,58	4,66	92,3
0,557	4,03	4,06	4,05	96,6
0,533	3,45	3,55	3,50	101,3
0,496	2,66	2,68	2,67	108,6
0,466	2,24	2,16	2,20	114,5

Platta IV. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0360 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0380 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	6,40	6,60	6,50	71,9
0,678	5,60	5,62	5,61	75,8
0,655	4,86	4,81	4,83	79,8
0,615	3,72	3,64	3,68	86,9
0,583	3,04	2,96	3,00	92,3
0,557	2,52	2,40	2,46	97,5
0,533	2,06	2,08	2,07	102,0
0,496	1,63	1,60	1,62	108,5
0,466	1,20	1,24	1,22	116,0

Trots de vanskligheter, som äro förbundna med det ovan angivna sättet att bestämma lagrens tjocklek och trots de därav beroende stora felen i värdet på k visar det sig dock, att absorptionskoefficienten inom felgränserna är konstant för en och samma våglängd, d. v. s. vid förändring av lagertjockleken följer absorptionen den vanliga lagen för homogena medier. Genom att för olika sotlager företaga ett större antal bestämningar av lagertjockleken och absorptionen för en och samma våglängd blir det sålunda möjligt att begagna medelvärdet för absorptionskoefficienten till beräkning av noggrannare värden på lagertjockleken.

Av 8 sådana bestämningar för våglängd $\lambda = 0{,}583\ \mu$ erhölls följande värden på k:

k ($\lambda = 0{,}583\ \mu$)
88,5
98,2
93,3
91,6
86,9
97,8
92,3
89,5
Medel: 92,3

Detta medelvärde har sedermera använts för erhållande av de i tabellerna förekommande beräknade värdena på lagertjockleken, och det är dessa som legat till grund för beräkningarna av k för övriga skaldelar. Dessutom finnas de genom direkta vägningsförsök erhållna värdena på lagertjockleken angivna.

Gassot.

Gassotlagren erhöllos från en vanlig lysande Bunsenlåga, i vilken liksom vid stearinsot införts ett mässingsnät

för sotbildningens förökande. På samma sätt som i det föregående förhindrades kondensation av vattenånga på den kalla plattan. Det visade sig i allmänhet betydligt lättare att med denna sotsort erhålla jämna lager. Vid viktsbestämningar av ett till sin yta uppmätt sotlager yppade sig emellertid något större svårigheter, då sotet vid avskrapningen från plattan ej som stearinsot bakade sig tillsammans till fastare massor, som voro relativt lätta att taga vara på och väga, utan visade sig vara betydligt luckrare, så att det var mera utsatt för att av minsta luftdrag blåsas bort. Bunsenlågan reglerades alltid till ungefärligen samma höjd av cirka 7 à 8 cm.

Resultatet av absorptionsundersökningarna blev:

Platta I. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0156 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0175 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	39,70	38,02	38,86	54,1
0,678	36,96	37,84	37,40	56,4
0,655	34,88	35,64	35,26	59,7
0,615	33,26	32,63	32,94	63,6
0,583	30,59	30,98	30,79	67,5
0,557	29,00	28,56	28,78	71,5
0,533	26,08	27,10	26,59	75,9
0,496	23,20	22,50	22,85	84,2
0,466	19,76	20,00	19,88	92,6

Platta II. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0369 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0290 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	21,65	21,96	21,80	52,5
0,678	20,12	20,38	20,25	55,1
0,655	18,60	18,80	18,70	57,8
0,615	15,90	16,12	16,01	63,1
0,583	14,32	13,90	14,11	67,5
0,557	12,16	12,36	12,26	72,3
0,533	10,32	10,56	10,44	76,1
0,496	8,18	8,14	8,16	86,4
0,466	5,90	6,12	6,01	96,9

Platta III. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0535 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0502 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	8,12	7,70	7,91	50,5
0,678	6,36	6,78	6,57	54,2
0,655	5,40	5,58	5,49	57,8
0,615	4,24	4,32	4,28	62,8
0,583	3,34	3,42	3,38	67,5
0,557	2,53	2,42	2,47	73,7
0,533	1,88	1,86	1,87	79,2
0,496	1,29	1,31	1,30	86,5
0,466	1,00	0,94	0,97	92,3

Platta IV. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0611 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0560 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	5,76	5,73	5,75	51,0
0,678	4,88	5,01	4,95	53,7
0,655	4,26	4,12	4,19	56,7
0,615	2,96	3,00	2,98	62,8
0,583	2,32	2,23	2,28	67,5
0,557	1,73	1,75	1,74	72,3
0,533	1,34	1,40	1,37	76,6
0,496	0,85	0,95	0,90	84,1
0,466	—	—	—	—

Absorptionskoefficienten visade sig inom felgränsen konstant för en och samma våglängd. För att som i föregående fall beräkna noggrannare värden på lagertjockleken än de experimentellt erhållna gjordes för olika lager en serie absorptionsbestämningar för $\lambda = 0{,}583$ μ, och som värde på absorptionskoefficienten erhölls:

k ($\lambda = 0{,}583$ μ)
70,7
63,9
63,5
73,9
68,2
73,0
64,8
62.0
Medel: 67,5

Fotogensot.

Den tredje sotsorten, som användes, var fotogensot, som på liknande sätt som i föregående fall anbragtes på en glasplatta. Jag försökte hålla den sotande lågan vid ungefärligen samma höjd vid beredandet av de olika lagren. Med avseende på lättheten att ernå största möjliga jämnhet hos lagren och möjligheterna att tillvarataga och väga de avskrapade sotkvantiteterna påminde denna sotsort om stearinsot.

Absorptionsbestämningarna gåvo följande resultat:

Platta I. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0208 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0212 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	25,00	25,68	25,34	64,7
0,678	23,92	24,02	23,96	67,3
0,655	22,36	22,16	22,26	70,8
0,615	19,38	19,68	19,53	76,9
0,583	18,00	17,52	17,76	81,4
0,557	16,18	16,48	16,33	86,4
0,533	15,00	14,90	14,95	89,5
0,496	13,68	13,90	13,79	93,3
0,466	12,84	12,60	12,72	97,1

Platta II. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0290 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0322 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	13,34	13,56	13,45	62,3
0,678	12,30	12,63	12,46	65,4
0,655	10,74	10,90	10,82	69,1
0,615	8,82	8,52	8,67	75,9
0,583	7,22	7,31	7,27	81,4
0,557	6,20	6,08	6,14	68,7
0,533	5,33	5,27	5,30	91,2
0,496	4,24	4,34	4,29	97,8
0,466	3,40	3,54	3,47	104,4

Platta III. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0408 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0390 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	7,48	7,42	7,45	65,1
0,678	6,70	6,77	6,74	69,2
0,655	6,24	6,24	6,24	72,2
0,615	4,92	4,97	4,95	77,1
0,583	4,24	4,14	4,19	81,4
0,557	3,66	3,58	3,62	85,1
0,533	3,32	3,11	3,22	88,5
0,496	2,42	2,44	2,43	95,3
0,466	1,86	1,90	1,88	102,1

Platta IV. Lagertjocklek $\left(\text{iaktt.: } 0{,}0430 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}\right)$ Ber.: $0{,}0483 \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %			k
	1	2	Medel	
0,706	4,47	4,31	4,39	64,7
0,678	3,73	3,88	3,81	67,7
0,655	2,92	2,94	2,93	73,1
0,615	2,30	2,28	2,29	78,2
0,583	1,98	1,94	1,96	81,4
0,557	1,52	1,54	1,53	86,5
0,533	1,23	1,28	1,25	90,7
0,496	0,92	1,00	0,96	96,2
0,466	—	—	—	—

Även här är inom felgränserna absorptionskoefficienten konstant för en och samma våglängd, och en serie absorptionsbestämningar möjliggjorde beräkning av noggrannare värden på lagertjockleken.

Följande värden för absorptionskoefficienten för $\lambda = 0{,}583$ μ erhöllos:

k $(\lambda = 0{,}583$ μ$)$
82,4
80,8
81,8
80,1
71,2
81,8
83,5
89,3
Medel: 81,4

Detta medelvärde låg liksom i föregående fall till grund för de beräknade värdena på lagertjockleken.

Några anmärkningar till frågan om sots fysikaliska egenskaper.

För uppfattningen av absorptionen hos de undersökta sotsorterna och deras egenskaper av diffusa medier vore det önskvärt att erhålla så ingående kunskap som möjligt om kornstorleken och fördelningen av de diffunderande småpartiklarna, något varöver det ej varit mig möjligt att anställa tillräckligt utredande experimentella undersökningar.

K. Ångström [1], som granskade ett tunt lager stearinsot under ett starkt förstorande mikroskop, skattade partiklarnas sannolika genomskärning till 0,0003 mm. och fann, att de voro av tämligen jämn beskaffenhet. J. Stark [2] begagnade sig av ett av O. N. Rood [3] givet uppslag. Om man nämligen betraktar en sotplatta under mycket stor infallsvinkel, finner man, att plattan är fullkomligt speglande, så att en ljuslåga ger en skarpt begränsad, ofärgad bild. Minskar man infallsvinkeln, blir bilden först gulaktig, sedan röd och försvinner slutligen. Under antagande, att ytans ojämnheter äro mått på partiklarnas diameter, har Stark undersökt gränsvinkeln för gassot och enligt en av Rood uppställd och av honom själv modifierad formel beräknat partikelstorleken till 0,000262 mm. Ovannämnda antagande förefaller emellertid tämligen vanskligt, och det beräknade värdet får nog endast anses giva ett begrepp om storleksordningen. Rood, som använde samma metod på paraffinsot, som väl kan antagas vara ungefärligen lik-

[1] K. Ångström: l. c. [2] J. Stark: l. c.

[3] O. N. Rood: Pogg. Ann. 134, s. 333 (1868).

artat med stearinsot, fann för kornstorleken värdet 0,00048 mm., under det att det direkt iakttagna värdet uppgavs vara 0,00037 mm. Vid sammanställning av Roods undersökning för paraffinsot och Starks för gassot framgår, att gränsvinkeln för den röda spegelbildens försvinnande i de båda fallen är sådan, att gassotsytan visar sig vara jämnare än paraffinsotsytan.

En omständighet, som talar mot att den av Stark angivna metoden skulle kunna användas för att beräkna kornstorleken, må anföras. Om en platta med gassot behandlas med alkohol, iakttages en betydande volymkontraktion och dessutom, som vi i det följande komma att få se, en förflackning av absorptionskurvan, som står i samband med volymsförminskningen och efter allt att döma måste tillskrivas en ökning av småpartiklarnas storlek. Redan vid ytligt betraktande visar det sig, att ytan nu blivit speglande för betydligt mindre infallsvinklar, d. v. s. den har blivit betydligt jämnare, vilket enligt Stark borde leda till den slutsatsen, att partikelstorleken nu blivit mindre.

Den ovannämnda metoden har därför synts mig vara stödd på alltför osannolika antaganden, varför undersökningar med avseende på kornstorleken i brist på direkta bestämningsmetoder ej företagits. Beträffande den av Ångström skattade kornstorleken bör det erinras om, att man får tänka sig möjligheten av att det existerar ännu mindre partiklar.

* * *

Vad för övrigt vidkommer egenskaperna hos gassot, som varit föremål för ovannämnda noggranna undersökningar av J. Stark, anser han sig ha funnit, att en progressiv viktsökning ägt rum till följd av sotets egenskaper att så småningom upptaga vattenånga. Han anser tillika[1],

[1] J, Stark: l. c. s. 353.

att sot under vanliga temperaturförhållanden adsorberar betydande mängder luft, vilket han utröner på följande sätt:

"Erhitzt man eine etwa auf Glas liegende Russschicht über der nicht leuchtenden Gasflamme und legt sie dann schnell auf die eine Schale einer sehr empfindlichen kurzarmigen Wage, so macht man, falls die andere Schale bis zur Herstellung des Gleichgewichts belastet ist, die Beobachtung, dass für einige Sekunden Gleichgewicht statthat, dass aber nun das Gewicht des Russes anfänglich rasch, später immer langsamer zunimmt. Diese Beobachtung macht wahrscheinlich, dass der Russ bei einer Temperatur, die nicht viel kleiner ist als diejenige der Gasflamme beinahe alle adsorbirte Luft abgestossen hat, dagegen mit sinkender Temperatur rasch Luft an seiner Oberfläche verdichtet. Es giebt darum jene Beobachtung zugleich eine Methode an die Hand die Luftadsorption an Russ quantitativ zu untersuchen. Diese Methode liefert allerdings nur mehr oder weniger gute Näherungswerthe. Doch reicht deren Genauigkeit zur Correktion der Wägungen von Russmengen aus".

Redogörelsen för förfaringssättet är visserligen mycket kortfattad, men man får den uppfattningen, att ingen hänsyn tagits till de förändringar i vägningsresultatet, som äger rum till följd av temperaturförändringar. Om man utgår från det mycket sannolika antagandet, att den använda vågen liksom alla moderna dylika är försedd med vågskålar med nedåtböjda kanter, är det klart, att om ett uppvärmt föremål placeras på en av dem, kommer luften under densamma att uppvärmas. Skålens form hindrar luftlagret att genom konvektion få sin temperatur utjämnad i förhållande till omgivningen, vilket däremot mycket hastigt äger rum i luftlagren ovanför vågskålen. Under den första tiden efter placeringen av föremålet på vågskålen är temperaturen hos luftmassan under vågskålen betydligt högre än ovanför densamma, vilket ju bör giva till resultat, att plattan synes lättare än eljest, och att den,

allteftersom temperaturutjämning med omgivningen äger rum, återgår till normala viktsförhållanden.

När Stark sedermera skulle utföra de noggrannare bestämningarna av den förmodade luftadsorptionen, voro anordningarna av redogörelsen att döma sådana, att de borde bortelimínera denna termiska inverkan på jämviktsläget, ehuru någon sådan avsikt ingalunda framhålles. Han bestämde först jämviktsläget för den sotade plattan strax efter dess uppvärmning, innan ännu viktsökningen till följd av luftadsorptionen vidtagit. Sedan låter han den svalna och väger den både med och utan sot. Slutligen upphettar han den från sotmängden (2 –6 mgr.) befriade glasplattan och bestämmer ånyo jämviktsläget. Genom dessa fyra bestämningar har han nu möjlighet att beräkna sotmängdens vikt vid vanlig och vid högre temperatur och finner den adsorberade luftens vikt vara 15,5 % av sotets.

Som ovan anförts, finns det ingenting, som direkt antyder, att han insett betydelsen av nyssnämnda termiska inverkan på resultatet strax efter den upphettade plattans placering, varför jag beslöt att företaga några orienterande kontrollbestämningar, ehuru det låg utanför ramen av den föreliggande absorptionsundersökningen.

Av de vid försöken använda spegelglasplattorna utvaldes två så lika stora som möjligt, av vilka den ena belades med ett tjockt gassotlager. Plattorna placerades på var sin vågskål och genom påläggande av småvikter erhölls jämvikt. De båda plattorna uppvärmdes sedermera tillsammans över en icke lysande Bunsenlåga, varefter de så hastigt som möjligt placerades på sina förra platser.

Resultatet blev:

1. Glasplattorna vägde ungefärligen 6 gram. Den ena plattan var försedd med ett sotlager, som vägde 6,5 mgr. Den skala, som vågens tunga visade på, var graderad från vänster till höger, från 0—20 skaldelar. Jämviktslägena äro medeltal av tre successiva utslag.

Vänstra vågskålen.	*Jämviktsläge.*	*Högra vågskålen.*
Den sotade plattan		Plattan
+ 0,295 gr.		
	Före uppvärmningen: 9,7	
	Efter uppvärmningen: 9,06	
	9,25	
	9,30	
	9,62	
	9,75	
	9,40	
	Slutliga jämv.läget: 9,80	

2. Den ena plattan hade ett sotlager, som vägde 7,15 gr.

Vänstra vågskålen.	*Jämviktsläge.*	*Högra vågskålen.*
Den sotade plattan		Plattan
+ 0,13 gr.		
	Före uppvärmningen: 8,50	
	Efter uppvärmningen: 8,00	
	7,75	
	7,23	
	7,22	
	7,65	
	7,82	
	8,05	
	8,25	
	8,35	
	Slutliga jämv.läget: 8,30	

3. Samma sotlager som i föregående fall, nämligen 7,15 mgr.

Vänstra vågskålen.	*Jämviktsläge.*	*Högra vågskålen.*
Den sotade plattan		Plattan
+ 0,13 gr.		
Före uppvärmningen:	8,30	
Efter uppvärmningen:	8,40	
	7,70	
	7,40	
	7,40	
	7,45	
	7,70	
	7,65	
	7,67	
	7,85	
	8,16	
Slutliga jämv.läget:	8,20	

Vågens känslighet vid denna belastning är sådan, att mot 1 mgr. övervikt svarar ett utslag på $2\,^2/_3$ skaldel.

Försök 1 ger vid handen, att sotlagret efter uppvärmningen tycks ha blivit lättare, och att vikten så småningom, då temperaturen sjunker, åter växer för att slutligen återtaga ungefärligen samma jämviktsläge som före uppvärmningen. Den skenbara viktsförökningen är dock så liten, att luftadsorptionen skulle vara 3,8 %. Resultaten av försöken 2 och 3, där jag lyckades företaga observationerna av jämviktsläget betydligt tidigare efter placeringen av plattorna äro mera upplysande. De visa först en hastig förskjutning av jämviktsläget mot lägre skalvärden och angiva sålunda en skenbar viktsförminskning även efter uppvärmningen. Sedermera inträder en betydligt långsammare viktsökning. Av försök 2 och 3 framgår, att den skenbara viktsökningen under avsvalnandet skulle motsvara en luftadsorption av 7,2 % och 5,6 % resp., d. v. s. som medelvärden av de tre försöken skulle erhållas ungefär 5,5 %, medan Stark funnit 13,4 %.

Serierna 2 och 3, och de därvid strax efter placerin-

gen erhållna värdena, som ligga rätt nära de föregående jämviktslägena, tyckas tyda på att det är de termiska förhållandena, som även nu trots alla försiktighetsmått spelat in vid jämviktslägets förändringar. Under de första ögonblicken efter placerandet ägde ju en skenbar viktsförminskning rum, trots det att avsvalnandet då försiggick som hastigast, vilket ju ej låter förena sig med Starks antaganden om luftadsorptionens förändringar vid temperaturväxlingar.

Mot de av mig företagna försöken skulle kunna göras den anmärkningen, att det är vid ännu högre temperatur än den förevarande, som den adsorberade luften fullständigt försvinner, och att Stark använt sig av betydligt större uppvärmning. Under de första sekunderna efter placeringen av den uppvärmda plattan, när avsvalningen försiggår som hastigast, borde vi då även hava en hastig luftadsorption, men jämviktslägets ändringar, särskilt vid försöken 2 och 3 under de första ögonblicken, tyda på, att vi här hava att göra med en termisk inverkan på jämviktsläget.

Av de företagna undersökningarna kunna ingalunda dragas några säkra slutsatser rörande gassotets förmåga att adsorbera luft och ej heller rörande dess hygroskopiska egenskaper. Uppgiften, att sot till följd av upptagande av vattenånga under vanliga rumsförhållanden skulle vara utsatt för en långsam viktsökning, har ej kunnat bekräftas. Vägningen av sotkvantiteterna företogos c:a en halv timme efter lagrens framställande och gåvo utslag i allmänhet varierande mellan 3—5 skaldelar. Sotmängderna fingo nu ligga kvar på den känsliga vågen ett par dagar och voro genom glashuset skyddade från yttre ogynnsamma inflytelser. Därefter företogs en kontrollavläsning, som i allmänhet visade samma utslag som första gången. Endast i ett par fall erhöllos obetydligt större värden, som dock kunde anses ligga inom felgränsen för förmågan att göra noggranna avläsningar.

Ett exempel på detta kontrollförsök må anföras: Den $^{17}/_{12}$ 1906 vägdes en mängd lampsot och därvid erhölls

utslaget 14,7—11,3 skaldelar. Den $^{18}/_{1}$ 1907 var utslaget 15—11,6, d. v. s. nollpunkten hade ändrats, men samma utslag 3,4 skaldelar erhölls, trots det att en månad förflutit mellan vägningarna.

Möjliga förändringar i vikt till följd av sotets hygroskopiska egenskaper äro således ej av den art, att man behöver taga hänsyn till dem vid viktsbestämningarna. Att felkällorna vid dessa äro synnerligen stora, torde vara klart av det förut angivna resultatet av undersökningarna över tjockleken och absorptionen för $\lambda = 0{,}583\ \mu$. För det första är det ytterst svårt att tillräckligt noggrant tillvarataga de till sitt ytinnehåll bestämda sotkvantiteterna. Vidare erhållas mycket små utslag vid vägningarna (3—5 skaldelar), så att avläsningsfelet inverkar i hög grad, och slutligen är det förenat med de största svårigheter att få tillräckligt jämna sotlager. Under försöken kunde konstateras, att resultaten så småningom blevo bättre, ju större vanan blev att framställa jämna sotlager och att avskrapa och tillvarataga dem. Tabellerna över de ur absorptions- och viktsbestämningarna erhållna värdena på k för $\lambda = 0{,}583\ \mu$, torde angiva metodens noggrannhet. De beräknade värdena på lagertjockleken torde få anses betydligt noggrannare än de direkt erhållna.

* * *

Genom att för tjockare sotlager företaga vägningsförsök samtidigt med mikroskopiska bestämningar bör man kunna erhålla tjockleken uttryckt i längdmått. Dylika undersökningar för de olika sotsorterna utfördes, varvid lagertjockleken mättes på tre olika ställen av plattan. Slutresultatet för stearinsot, som här nedan anföres, anger den tjocklek i mm., som svarar mot $\frac{1\ \text{mgr}}{1\ \text{cm}^2}$.

0,467
0,472
0,408
0,436
0,446
0,456
0,412

Medel: 0,442 mm.

Resultatet visar rätt stora differenser mellan de av de sju lagren erhållna värdena.

Sedan företogos likartade undersökningar för gassot, men därvid visade sig emellertid, att relationen mellan tjockleken uttryckt i mm. och i $\frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$ var långt ifrån konstant och att värdena understundom skilde sig med 60—70 %. Visserligen äro metoderna sådana, att betydande felkällor kunna spela in, men trots upprepade försök, företagna med största noggrannhet, visade sig alltför stora differenser.

Härefter företogos bestämningar med en serie relativt tjocka gassotlager, som dock släppte igenom några procent ljus. Utom ovannämnda undersökningar av lagertjockleken företogos även bestämningar av absorptionen för $\lambda = 0{,}583\ \mu$. Man kan på detta sätt begagna sig av absorptionen till kontrollering av tjockleksbestämningarna, och det är dessutom lättare att erhålla jämna lager, så länge dessa äro genomskinliga. Resultatet blev med avseende på relationen mellan tjockleken uttryckt i $\frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$ och absorptionen värden på k, som höllo sig inom felgränserna för det ovan erhållna värdet 67,5. Som värden på den tjocklek uttryckt i mm., som svarade mot $\frac{1}{1}\ \frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$ erhölls 0,466, 0,437, 0,541, 0,463, 0,587 och 0,626, d. v. s. differenserna äro så stora,

att felkällorna vid undersökningen knappast kunna anses vara enda förklaringsgrunden.

Även för fotogensotlager gåvo försöken med avseende på relationen mellan tjockleken uttryckt i mm. och $\frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$ negativt resultat, då alltför stora differenser uppkomma, för att de enbart skulle kunna förklaras ur felkällor vid bestämningarna. Ytterligare försök med vägning och mikroskopisk bestämning av lagren jämte absorptionsundersökningar såsom vid gassot gåvo liknande resultat, d. v. s. absorptionskoefficienten beräknad för lagertjockleken uttryckt i $\frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$ var inom felgränsen konstant under det att de mikroskopiska mätningarna och vägningsbestämningarna ej gåvo något konstant förhållande. Värdena på lagertjockleken i mm., som svarar mot $\frac{1 \text{ mgr}}{1 \text{ cm}^2}$ blevo: 0,587, 0,284, 0,325 0,432, 0,554 och 0,341 mm.

I synnerhet hos gassot och fotogensot skulle således sotkornen kunna lagras med olika koncentration, och avståndet mellan småpartiklarna kunna förete avsevärda variationer. Denna olika beskaffenhet hos sotlagren kunde tänkas stå i samband med olika temperaturförhållanden i lågan och olikheter med avseende på sotbildningens hastighet o. d. Ehuru gaslågan och lamplågan höllos vid ungefärligen samma höjd vid sotningen av de olika plattorna, ha lågorna kanske företett skiljaktigheter, sotbildningen varit olikartad och givit upphov till lager med olika koncentration av småpartiklarna. Förhållandena vid bildning av stearinsot skulle däremot ha varit betydligt mera konstanta, då lagren gåfvo något så när god överensstämmelse mellan de olika sätten att bestämma tjockleken.

Att inga förändringar i lagertjockleken inträffa närmast efter ett sotlagers framställande kunde konstateras. Med mikroskopet gjordes en skarp inställning på ytan av

ett 0,0446 mm. tjockt gassotlager, och efter två dagar var inställningen fortfarande lika skarp. Av undersökningarna har emellertid framgått, att det är betydligt fördelaktigare att vid absorptionsbestämningarna mäta lagertjockleken i $\frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$, då absorptionskoefficienten visar sig vara konstant för en och samma våglängd.

För att utröna, om verkligen sotkornen under olikartade förhållanden hos den lysande Bunsenlågan lagras med olika koncentration, företogos några särskilda undersökningar. I det ena fallet hölls lågan vid en höjd av 4—5 cm., och glasplattan fördes vid sotningen rätt högt ovanför brännaren. I det andra fallet reglerades lågans höjd till 8—9 cm., och plattan fördes så nära mässingsnätet som möjligt, då lagerbildningen skedde betydligt hastigare än i föregående fall och vid högre temperatur. För att kontrollera, att lagren blevo så jämna som möjligt, gjordes de aldrig tjockare, än att de voro genomskinliga.

Resultatet, som nedan anföres, uttrycker den tjocklek i mm. som svarar mot $\frac{1 \text{ mgr}}{1 \text{ cm}^2}$. Serien *A* hänför sig till sotlager, bildade på det förstnämnda sättet, och *B* till det senare fallet.

A	*B*
327	409
311	456
301	359
347	369
258	451
312	432
271	340
280	406
Medelvärden: 301 mm.	405 mm.

De förstnämnda lagren skulle således vara något tätare än de andra, men som av de stora siffervariationerna

framgår, äro felkällorna så stora, att några avgörande slutsatser nog ej torde få dragas. De motsvarande specifika vikterna skulle vara 0,033 och 0,025. De värden, som Stark och Rosicky anföra för gassot belöpa sig till 0,05—0,06.

Diskussion och sammanfattning av det erhållna resultatet.

Den formel, som varit grundläggande för studiet av diffusa ämnens absorption, nämligen Rayleighs:

$$I = I_0 \, e^{-\frac{k_1 l}{\lambda^4}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

har ju, som i inledningen framhållits, visat sig ej kunna bringas i överensstämmelse med de experimentella resultaten. För att emellertid närmare studera och jämföra de i det föregående undersökta ämnenas absorptionsförhållanden är det lämpligast att utgå från den förut anförda empiriska formeln:

$$I = I_0 \, e^{-\frac{k_1 l}{\lambda^a}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2).$$

För att få värdet på exponenten a för varje särskild kurva måste vi använda oss av relationen

$$k \cdot \lambda^a = \text{konstant}$$

där k är den i tabellerna förekommande absorptionskoefficienten. Dylika uträkningar med bestämningar av värdet på a hava verkställts för de olika kurvorna, och här nedan meddelas värdena på produkten $k \cdot \lambda^a$ för det a-värde, som närmast motsvara det empiriskt erhållna resultatet.

Magnesiumoxid.

λ i μ	Platta I $k \cdot \lambda^{1,6}$	Platta II $k \cdot \lambda^{1,5}$	Platta III $k \cdot \lambda$	Platta IV $k \cdot \lambda^{1,3}$
0,706	61	92	101	117
0,678	63	94	104	120
0,655	65	96	107	124
0,615	65	96	109	121
0,583	64	95	105	118
0,557	61	94	106	117
0,533	61	93	105	115
0,496	59	91	104	—
0,466	59	90	104	—

Zinkoxid.

λ i μ	Platta I $k \cdot \lambda^{3,8}$	Platta II $k \cdot \lambda^{3,5}$	Platta III $k \cdot \lambda^{3,5}$	Platta IV $k \cdot \lambda^{3}$
0,706	5,1	7,4	8,7	9,1
0,678	4,9	7,2	8,8	9,2
0,655	5,1	7,1	9,0	9,4
0,615	4,8	7,3	9,1	9,1
0,583	4,9	7,3	9,0	9,0
0,557	5,0	7,5	9,1	8,8
0,533	5,0	7,4	8,8	8,9
0,496	5,2	7,6	8,5	8,8
0,466	5,1	7,5	7,8	—

Antimonoxid.

λ i μ	Platta I $k \cdot \lambda^{3,5}$	Platta II $k \cdot \lambda^{2,6}$	Platta III $k \cdot \lambda^{1,8}$	Platta IV $k \cdot \lambda^{2,6}$	Platta V $k \cdot \lambda^{0,7}$
0,706	5,9	11,0	27,2	20,9	109
0,678	5,8	11,1	27,1	20,3	112
0,655	6,0	10,8	27,3	20,4	113
0,615	5,9	10,5	26,8	20.5	113
0,583	6,0	10,2	26,7	21,5	113
0,557	5,8	10,4	26,9	21,4	115
0,533	6,0	10,3	26,9	20,8	114
0,496	5,8	10,2	25,8	20,4	113
0,466	6,0	10,4	25,6	—	111

Vismutoxid.

λ i μ	Platta I $k \cdot \lambda^{4}$	Platta II $k \cdot \lambda^{2,8}$	Platta III $k \cdot \lambda^{2,8}$
0,706	2,52	6,8	10,6
0,678	3,01	6,8	10,8
0,655	2,91	6,7	10,5
0,615	2,76	6,5	10,5
0,583	2,40	6,4	10,5
0,557	2,89	6,2	10,8
0,533	2,64	6,7	11,0
0,496	2,01	7,3	11,2
0,466	2,34	8,3	11,5

Undersökningarna av oxidlagrens absorptionsförhållanden hava således bekräftat, att Rayleighs formel ej gäller, sedan kornstorleken överskridit en viss gräns. Vi ha funnit, att de erhållna absorptionskurvorna bli betydligt flackare. Magnesiumoxidens kornstorlek varierar i allmänhet mellan 0,0016—0,0004 mm., och vi hava antagligen korn även under denna minimigräns. Medan för denna oxid exponenten för λ i den empiriskt uppställda formeln varierar från 1,6—1, få vi för zinkoxiden en variation från 3,8—3. När vi sammanställa detta med det faktum, att småpartiklarna hos zinkoxid äro avsevärt mindre med en maximistorlek av 0,0005 mm. och med en minimigräns, som var omöjlig att fastställa, är det tydligt, att absorptionens selektivitet är beroende av kornstorleken, så att för en ökning av kornstorleken exponenten i formeln blir mindre. Vid de föreliggande lagren få vi utgå från ett visst genomsnittsvärde på kornstorleken.

Antimonoxiden visade under mikroskopet en sådan struktur med en kornstorlek från cirka 0,0012 mm. ned till minsta skönjbara dimensioner, att man kan vänta, att exponenten a har värden, som ligga mellan de för magnesiumoxid och de för zinkoxid erhållna, vilket även bekräftas av det experimentella resultatet (Platta I—IV). För antimonoxid varierar exponenten sålunda mellan 3,5 och 1,8.

Exponentvärdet 4 för vismutoxid liksom de höga värdena 3,8 och 3,5 för zink- och antimonoxid, vilka komma rätt nära Rayleighs värde 4, trots det att vi ha partiklar av relativt betydande dimensioner och vida större än de av teorin förutsatta, tyda på att det huvudsakligen är de minsta kornen, som ge upphov till diffusionen och inverka på selektiviteten. G. Mie har i sin förut anförda teoretiska undersökning av frågan beräknat, att för fullkomligt ledande eller vita småpartiklar av sfärisk form inträffar det redan vid en diameter av 0,1 μ, att strålningskurvan börjar avvika från den Rayleighska för att med växande kornstorlek först förflackas och sedan få ett maximum, som förskjutes

mot större våglängder. Även om hans teoretiska förutsättningar äro olika mot de förefintliga förhållandena, bör härav vara tydligt, att det just är de minsta kornen, som varit osynliga eller endast med möda urskilts, som kraftigast bidragit till selektiviteten.

Ett mera direkt bevis för kornstorlekens betydelse för absorptionens beroende av våglängden är det för antimonoxid erhållna resultatet. Visserligen kunde mikroskopet ej ge någon upplysning om de minsta oxidkornen, men det torde i alla fall vara konstaterat, att genomsnittsstorleken hos partiklarna på plattorna III och IV, som ju hade ungefär samma lagertjocklek, var väsentligt olika, så att platta IV visade mindre kornstorlek. Denna platta gav till resultat exponentvärdet 2,6, medan den förra gav 1,8, d. v. s. exponenten minskar, när kornstorleken ökar. Det på särskilt sätt framställda oxidlagret på platta V visade en mycket grovkornigare struktur än de övriga, och exponenten i den empiriska formeln blev även lägre än någon av de andra, nämligen 0,7.

Rayleighs teori fordrade, att kornstorleken skulle vara liten i jämförelse med våglängden, och avvikelser från hans formel skulle inträffa, om förhållandet mellan diametern och våglängden överskridit en viss gräns. Om vi nu hålla oss till det förevarande spektralområdet 0,7—0,4 μ, är det ju tydligt, att ovannämnda förhållande, när vi gå från rött till blått och vaglängden sålunda minskats, bör undergå variationer och bli större. Om vi jämföra absorptionen i den blå och röda delen av spektrum, bör den ju ha undergått samma förändring, som om kornstorleken ökats. Men en ökning av kornstorleken bör ju medföra en minskning av exponenten a.

Hos de ämnen, vilkas absorption undersöktes, hade ju förhållandet mellan kornstorlek och vågländ överskridit den gräns, som utgjorde villkoret för den Rayleighska formelns användning. Följaktligen bör resultatet med avseende på det genomgångna ljuset vara sådant, att det fordrar ett

högre värde på exponenten a i den röda delen av spektrum än i den blå. Om man vid de tre första oxiderna studerar värdet på produkten $k \cdot \lambda^a$, kan man ej undgå att göra den iakttagelsen för kurvorna med de lägsta exponenterna, att produkten undergått en regelbunden förändring. När vi gå från större våglängder mot mindre, tillväxer den först för att sedermera aftaga. Produktens ökning för den röda delen av spektrum innebär, att absorptionen här fordrar ett högre värde på exponenten, och minskningen för de kortare våglängderna visar att vi borde ha haft ett mindre värde, d. v. s. exponentvärdet sjunker med avtagande våglängd. Det i tabellen anförda gäller således strängt taget endast för den mellersta delen av spektrum.

För de två tunnaste lagren av zinkoxid och antimonoxid framträder ej denna förändring av produkten. Vi ha här relativt höga exponentvärden på a. Det är ju tydligt, att förhållandet mellan kornstorlek och våglängd inom det undersökta spektralområdet skall visa de största variationerna för de lager, där kornstorleken är störst, d. v. s. när vi ha det lägsta exponentvärdet, och följaktligen kunna vi ju vänta, att produkten $k \cdot \lambda^a$ för värden på a, som ligga nära det Rayleighska, ej skall visa så stora variationer.

Den fjärde av de undersökta oxiderna, vismutoxiden, har sitt särskilda intresse, då den karaktäriseras av egenfärg. Det genomgångna ljuset avtager dock hastigt med avtagande våglängd, och för den tunnaste av plattorna ha vi en absorption, som svarar mot den Rayleighska formeln. Inverkan av oxidens egenfärg på absorptionen kan ej spåras på plattan I. Om vi för plattorna II och III studera produkten $k \cdot \lambda^a$, visar det sig, när vi gå från rött till blått, att den — i olikhet med vad som var fallet vid övriga oxider — först minskar och slutligen tillväxer. Detta förklaras naturligtvis därav, att oxidens egenfärg inverkar på absorptionsförhållandena i den gula och gulgröna delen av spektrum. För denna del blir sålunda exponenten lägre än för det röda och blåa ljuset, d. v. s. absorptionskurvan

flackare än i övriga delar av spektrum. Oxiden genomsläpper mera gult ljus än den skulle göra på grund av sina egenskaper som diffust medium. För lager av den ifrågavarande tjockleken (0,0288 mm. och 0,0326 mm.) är det dock oxidens struktur, som huvudsakligen bestämmer det genomgångna ljusets färg, och egenfärgen gör sig endast obetydligt gällande.

Av de ovan undersökta oxiderna hava, så vitt jag i litteraturen kunnat finna, spektrofotometriska bestämningar endast gjorts för magnesiumoxid. P. Compan[1] fann, att absorptionen hos denna oxid ungefär stämde med Clausius' formel, som fordrade, att absorptionskoefficienten skulle vara omvänt proportionell mot kvadraten på våglängden.

* * *

Absorptionens förändringar med lagertjockleken hos de undersökta oxiderna visa ett tämligen likartat förlopp. För bättre jämförelses skull meddelas här nedan en översikt av absorptionskoefficienterna för våglängden 0,583 μ. För magnesiumoxid finnes ytterligare anfört resultatet för två andra lager (1 och 6), vilkas absorption bestämdes för ifrågavarande våglängd.

Magnesiumoxid.

Tjocklek:	0,0106	0,0130	0,0150	0,0164	0,0206	0,0245 mm.
k :	102	150,5	214,3	180,4	239,3	226,0

Zinkoxid.

Tjocklek:	0,0386	0,0433	0,0506	0,0746 mm.
k :	38,2	48,0	59,4	45,3

Antimonoxid.

Tjocklek:	0,0313	0,0339	0,0401	0,0407 mm.
k :	39,7	41,6	70,6	87,4

[1] P. Compan l. c.

Vismutoxid.

Tjocklek:	0,0180	0,0288	0,0326	mm.
k :	20,8	28,8	47,4	

Att av dessa siffror draga några slutsatser är ytterst svårt, då plattorna sinsemellan kunna förete stora olikheter med avseende på medelkornstorleken, även om den mikroskopiska granskningen visat någorlunda likartade förhållanden. De minsta korndimensionerna, som ej äro skönjbara i mikroskopet, kunna ju variera betydligt. Att vid jämförelsen medtaga det värde, som t. ex. erhållits från platta III antimonoxid, som visade helt olika struktur och andra absorptionsförhållanden än de övriga plattorna, är naturligtvis olämpligt. Detsamma gäller om det magnesiumoxidlager, vars tjocklek var 0,0164 mm., och vars absorptionsförhållanden tyda på annan sammansättning av lagret än hos de övriga.

Siffrorna tyckas emellertid ange, att för dessa ämnen absorptionskoefficienten till en början växer med lagertjockleken, d. v. s. lagren bli så småningom mindre genomlysande, än om de varit homogena medier. Om vi betrakta zinkoxid, där större likformighet i de olika lagren kan antagas vara rådande, visa de tre första plattorna en ökning av absorptionskoefficienten, varefter vi för ännu större lagertjocklek få en minskning av värdet på k. Samma förhållande iakttages vid magnesiumoxid, där emellertid lagren voro mindre jämna och felen vid tjockleksbestämningarna spelade en större roll.

Om vi taga i betraktande, huru produkten $k \cdot \lambda^a$ förändrar sig med tilltagande lagertjocklek, framgår av tabellerna, att värdet på a i allmänhet avtager. När man vet, att partiklarnas dimensioner tydligen varierar inom vida gränser och oxidlagren sålunda äro ytterst heterogena, böra de optiska förhållandena tydas, som om för de tunnare lagren de minsta kornen företrädesvis bidragit till absorptionen, medan för växande lager, att döma av selektiviteten, de större kornen bli mera bestämmande. På grund av den ringa kännedomen om fördelningen av småpartiklarna

och oxidernas heterogenitet är det emellertid ytterst vanskligt att söka förklara förhållandet.

En annan omständighet, som bidrager till att göra det hela mera invecklat, är, att det genomgångna ljuset kan betraktas som en summa av det direkt genomgångna — det som blir kvar efter absorptionen och diffusionen åt sidorna — och den diffusa strålningen i optiska axelns riktning. Den förra delen följer den vanliga absorptionslagen med ett konstant värde på k, medan den senares förändringar med lagertjockleken är obekant.

Just denna sista omständighet bidrager att försvåra tydningen av absorptionskoefficientens förändringar med lagertjockleken. Emellertid har det framgått, att lagren för växande tjocklek åtminstone till en början bli mindre genomskinliga än om de varit homogena medier.

* * *

Om vi emellertid övergå till resultatet för de olika sotsorterna, visar sig först och främst den olikheten, att absorptionskoefficienten för en och samma våglängd är konstant, när lagertjockleken ökas. Då sotsorterna sålunda hava ett homogent mediums egenskaper, kunna absorptionsbestämningarna läggas till grund för beräkning av noggrannare värden på lagertjockleken.

Undersökningarnas huvudsakliga mål var att utröna absorptionens beroende av våglängden, och det erhållna resultatet visar en tämligen god överensstämmelse mellan värdena på absorptionskoefficienten för plattor belagda med samma sotsort. I resultatet för stearinsot (tabellen sid. 33) visar dock det tunnaste lagret något större differenser än de övriga, så att kurvan blir något flackare. Det slutliga medelvärdet av absorptionskoefficienten k för de tre sotsorterna framgår av nedanstående tabeller samt av fig. 8. För stearinsot äro endast plattorna II—IV medtagna.

Stearinsot.

λ i μ	k	$k \cdot \lambda$
0,706	72,8	51,4
0,678	77,7	52,7
0,655	80,7	52,9
0,615	87,5	53,8
0,583	92,3	53,8
0,557	96,8	53,9
0,533	101,1	53,9
0,496	108,0	53,6
0,466	114,1	53,2

Gassot.

λ i μ	k	$k \cdot \lambda^{1,4}$
0,706	52,0	31,9
0,678	54,8	31,8
0,655	58,0	32,1
0,615	63,1	32,0
0,583	67,5	31,7
0,557	72,5	31,9
0,533	76,9	31,9
0,496	85,3	32,0
0,466	93,9	32,2

Fotogensot.

λ i μ	k	$k \cdot \lambda$
0,706	64,2	45,3
0,678	67,4	45,7
0,655	71,3	46,7
0,615	77,0	47,4
0,583	81,4	47,5
0,557	86,2	48,0
0,533	90,0	48,0
0,496	95,6	47,4
0,466	101,1	47,1

I tabellerna äro även anförda värdena på produkten $k \cdot \lambda^a$, och vi finna, att för stearinsot och fotogensot erhölls $a = 1$ och för gassot $a = 1{,}4$. Vid diskussionen av resul-

tatet för oxiderna framhölls, att den i det föregående uttalade uppfattningen av absorptionens beroende av kornstorleken medförde förändringar hos produkten $k \cdot \lambda^{\alpha}$, så att den först ökade och sedan minskade, och denna egenskap hos produkten framträder även hos fotogen- och stearinsot, däremot icke hos gassot.

De i inledningen omnämnda arbetena över olika sotsorters absorption hava i allmänhet kommit till liknande resultat med avseende på selektiviteten, så att den empiriska formeln fordrar värden på exponenten α mellan 1 och 2.

Nichols och Blaker[1] ha dock erhållit avvikande resultat. Den förre refererar undersökningar utförda av Moore och Ling[2], vilka för sotlager, som avsatt sig i glödlampor, fått ett absorptionsmaximum vid en våglängd av 0,635 μ. Nichols och Blaker uppgiva, att de för lampsot funnit ett absorptionsmaximum i trakten av E-linjen ($\lambda = 0{,}52$ μ). H. A. Clark[3] har även undersökt sotlager, som avsatt sig i en elektrisk glödlampa, och fann, att absorptionen inom synliga spektrum växte med avtagande våglängd, så att den motsvarade formeln (2) med ett exponentvärde något under 1. För kolpartiklar, som fått avsätta sig i luftförtunnat rum från en kolstav använd som katod, fann han en betydligt starkare selektivitet, så att den empiriska exponenten fick ett värde av ungefär 6, således ett högre värde än det i den Rayleighska formeln förekommande. Den erhållna absorptionskurvan blev dock flackare i synliga spektrums mellersta delar.

* * *

Om poröst sot nedföres i alkohol, iakttages en betydande volymskontraktion. Denna omständighet föranledde mig att undersöka, om absorptionen även samtidigt föränd-

[1] Nichols and Blaker: l. c.

[2] E. L. Nichols: Americ. Journ. of Sc. (3 ser.) vol. 44, s. 277 (1892).

[3] H. A. Clark: l. c,

ras. En platta med gassot nedfördes i alkohol, sedan absorptionen bestämts. Plattan fick sedermera torka, varvid man kunde konstatera, huru lagret blev tunnare och dess yta jämnare. Den infallsvinkel, vid vilken regelbunden reflexion numera inträdde, var betydligt mindre än förut. Resultatet av absorptionsbestämningarna före och efter alkoholbehandlingen framgår av nedanstående tabell och av fig. 9, där de streckade kurvorna beteckna absorptionen efter densamma. Det beräknade värdet på tjockleken erhölls ur de föregående absorptionsbestämningarna, och k är absorptionskoefficienten efter alkoholbehandlingen.

Platta I. Lagertjocklek: 0,0354 $\frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %		k
	Före	Efter	
0,678	14,63	10,67	63,2
0,615	10,92	8,52	69,7
0,583	9,19	7,40	73,6
0,533	6,71	5,89	80,1
0,496	4,51	4,91	85,7

Platta II. Lagertjocklek: 0,0544 $\frac{\text{mgr}}{\text{cm}^2}$.

λ i μ	Genomgånget ljus i %		k
	Före	Efter	
0,678	4,91	2,80	65,7
0,615	3,22	1,98	72,1
0,583	2,54	1,60	76,0
0,533	1,53	1,19	81,5
0,496	0,90	0,83	88,1

De sotlager, som undersöktes, voro för tunna, för att man med mikroskop skulle kunna mäta deras tjocklek och skaffa sig ett mått på volymskontraktionen. Bestämningar av volymsförändringen verkställdes därför med betydligt tjockare gassotlager. Lagertjockleken mättes genom mikroskopisk inställning på en och samma punkt på plattan före och efter behandlingen med alkohol. De lager, som undersöktes, hade en tjocklek mellan 0,0338 mm. och 0,0687 mm., och lagertjockleken efter alkoholbehandlingen var mellan 17—28 % av den ursprungliga. Härigenom ha vi fått en uppfattning av storleksordningen hos denna volymskontraktion.

Absorptionsundersökningarna visa, att de streckade kurvorna äro betydligt flackare än de förutvarande. Absorptionen efter alkoholbehandlingen gav ett resultat, där absorptionskoefficienten k inom felgränsen blir densamma för en och samma våglängd. Det visar sig vid beräkning, att $k \cdot \lambda$ för de olika våglängderna är tämligen konstant, så att exponenten a får värdet 1, medan vi förut för gassot fått värdet 1,4.

Genom de sista försöken har sålunda konstaterats, att den genom alkohol förorsakade volymsförminskningen hos ett sotlager, där ej blott partiklarna komma varandra närmare utan även med all sannolikhet sotkornen bli större, även åtföljes av en förändring av absorptionen, så att kurvorna bli flackare än förut.

Absorptionen hos lysande lågor.

Sedermera företogos undersökningar av olika slag av lysande lågor för att studera absorptionen hos de i fint fördelat tillstånd befintliga kolpartiklarna och för att utröna, om överensstämmelse fanns med den förut undersökta absorptionen hos sotpartiklar vid vanlig rumstemperatur.

Vid dessa undersökningar användes samma spektrofotometer som förut, och tillvägagangssättet var i korthet följande:

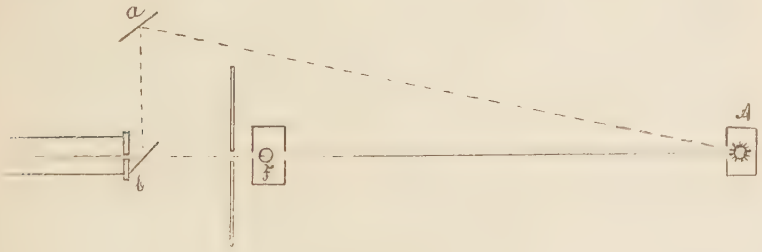


Fig. 10.

Ljuset från en Nernstlampa A träffar fotometerkollimatorns övre spalt. I ljusstrålens väg finnes placerad den låga F, vars absorption skall mätas. Nernstlampan tjänstgör även som jämförelseljuskälla, och ljuset från A reflekteras från de försilvrade speglarna a och b in i den undre spalten.

Först mätes ljusstyrkan I_1 hos Nernstlampan (när sålunda lågan ej brinner), sedan intensiteten I_2 hos Nernstlampan plus den brinnande lågan. Därefter placeras en skärm mellan A och F, varefter ljusstyrkan I_3 hos lågan

ensam mätes. Den genomgångna delen av Nernstlampans strålning erhålles då i procent:

$$100 \frac{I_2 - I_3}{I_1}.$$

Vid uppställandet av denna formel får man utgå från riktigheten av Kurlbaums[1] och Ladenburgs[2] undersökningar av reflexionen från lågor. De funno denna så obetydlig, att den faller inom felgränserna för de absorptionsmätningar, som skulle företagas.

Först undersöktes absorptionen hos en lysgaslåga. Den lämpligaste formen för en sådan hade varit den, som erhålles från en fiskstjärtbrännare, men denna låga visade sig för tunn och hade allt för ringa tjocklek hos det absorberande skiktet, för att den skulle kunna användas i detta fall, där felkällorna vid intensitetsbestämningarna äro relativt betydande. För att få ett tillräckligt tjockt absorberande lager kunde man ju placera flere dylika lågor efter varandra, men då uppstår den olägenheten, att reflexionernas antal vid gränsytorna ökas, så att man ej längre kan vara säker på att mängden reflekterat ljus håller sig inom felgränserna för absorptionsbestämningarna. För att få en enda sammanhängande låga av lämplig form och tjocklek användes ett cylindriskt mässingsrör av c:a 1 cm:s diameter. I detta borrades två parallella rader nålfina hål på ungefär 1 mm:s avstånd från varandra och med samma avstånd mellan raderna. I varje rad funnos fem hål.

Medelst en klämskruv på gasledningsslangen reglerades lågan till lämplig höjd, så att spetsen alltid befann sig på samma punkt, något som med hjälp av ett par märken från sidan lätt kunde kontrolleras. Lågan hade samma avsmalnande form som en ljuslåga, och dess tvärsnitt var elliptiskt. För att skydda den från luftströmmar och få den att brinna lugnt med så stabil form som möjligt, placerades över den-

[1] Kurlbaum: Phys. Zeitschr. vol. 3, s. 332 (1902).

[2] Ladenburg: l. c.

samma ett lampglas, som nådde ned ända till den del, vars absorption skulle undersökas. Till ytterligare skydd var den på alla sidor omgiven av svärtade asbestskärmar, som tillåto Nernstlampans ljus fri passage. Skärmen mellan lågan och spektrofotometern hade en spalt av c:a 2 mm:s bredd, så att tvärsnittet av den lysande delen av lågan, vars ljus träffade spektrofotometerns övre spalt, utgjorde en rektangel av 2×4 mm^2. Lågans höjd var 57 mm., och den inställdes, så att den mest lysande delen befann sig i linje med övre spalten och Nernstlampan. Det undersökta skiktets överkant befann sig ungefär 20 mm. under spetsen, och den elliptiska tvärsektionen hos detta skikt hade en storaxel av ungefär 7—8 mm. och lillaxel 4,5—5 mm. Genom de företagna försiktighetsåtgärderna lyckades det att till det yttre hålla lågan tämligen jämn och konstant, så att under observationerna inga större förändringar inom den undersökta delen kunna ha ägt rum. Ofta företogs kontrollering av att lågan ej undergått förskjutning i sidled i förhållande till den optiska axeln.

Vidare undersöktes en fotogenlåga, som erhölls från en cirkelbrännare med 13,5 mm. yttre och 8 mm. inre diameter. (Denna låga visade sig nämligen mera stabil och oberoende av yttre luftdrag än den, som erhölls från en flatbrännare.) Dess höjd var 45 mm. Absorptionsskiktets underkant låg 10 mm. från brännaren, och genomskärningsareans diameter var omkring 8 mm. För övrigt visade sig denna låga, utifrån betraktad, ej fullt så homogen inom absorptionsskiktet som gaslågan, utan föreföll något mera lysande inom det yttre lager, vars form och gränser betingades av brännarens form av en cirkelring. Den var dessutom betydligt hastigare avsmalnande än gaslagan. För att den skulle brinna så jämnt som möjligt, vidtogos samma försiktighetsåtgärder som vid gaslågan.

Den tredje lågan, som undersöktes, var en amylacetatlåga. Det hade här varit lämpligt att använda Hefnerlampan, men hos denna är absorptionsskiktet så obetydligt,

att felkällornas inverkan blir för stor, varför en större låga måste användas. För att erhålla en dylik av lämplig form användes samma brännare som förut, sedan den först omsorgsfullt rengjorts. Nytt oljehus och ny veke anskaffades. Den låga, som erhölls, hade ungefär samma form och utseende som fotogenlågan, dock ej fullt så hastigt avsmalnande. Dess höjd reglerades till 50 mm., och absorptionsskiktet befann sig 12 mm. ovanför brännaren och föreföll att vara fullt homogent. Genomskärningsareans diameter var 9 mm.

Felkällorna vid de ifrågavarande undersökningarna äro tyvärr betydande. För det första är det nödvändigt för intensitetsbestämningarna, att Nernstlampan är så konstant som möjligt, men dess ljusstyrka varierar något med tiden. Undersökningsresultatet visade emellertid, att den kan antagas vara relativt konstant under den tid, som åtgår för att utföra de tre bestämningar, varav sedermera ett värde på absorptionen kan beräknas. När större förändringar under loppet av en försöksserie iakttogos, förkastades den alltid. En betydligt större felkälla erbjuder den som försöksobjekt använda lågan, som trots alla försiktighetsmått ej håller sig fullt stilla utan lätt på grund av minsta luftdrag ändrar form och utseende. Även om bestämningar utfördes endast, då den befann sig i ett till det yttre lugnt tillstånd, kunna i alla fall de förefintliga variationerna tänkas inverka på resultatet. Slutligen må erinras om att absorptionsvärdet erhålles genom tre bestämningar, och att varje sådan fotometerinställning på grund av kända, huvudsakligen fysiologiska faktorer har en noggrannhet, som i allmänhet är betydligt mindre än vid andra fysikaliska bestämningar.

De i resultatet anförda värdena på det genomgångna ljuset i procent äro medelvärden av serier på tio absorptionsbestämningar. Bredden hos den övre spalten varierades för varje våglängd. Av resultatet hava i undantagsfall serier förkastats, där rent yttre inverkan varit påtaglig. I det yttersta röda och blå, där ögats känslighet är mindre,

ha i allmänhet flere försöksserier tagits, och åtskilliga av värdena inom dessa områden äro resultatet av flere serier.

Som exempel på primärsiffrorna för gaslågan må en serie med medelstora avvikelser anföras för $\lambda = 0{,}496\ \mu$. Övre spalten stod på 10 skaldelar. Den undre spaltens nollpunkt var 12,5, och dess inställning för de olika värdena på I_1, I_2 och I_3 var:

	I_1	I_2	I_3
	78	106,5	57
	76,5	112	58,5
	75,5	110	60,5
	78,5	113,5	57,5
	79	105	61
	75,5	112	58,5
	79,5	108	56
	75	108,5	58,5
	76,5	104,5	55
	77,5	106,5	60
Medelvärden:	77,15	108,65	58,25

Det genomgångna ljuset utgjorde 77,9 %.

För gaslågan företogos undersökningar dels med tvärsektionsellipsens storaxel sammanfallande med optiska axeln (I) och dels i den däremot vinkelräta riktningen (II).

Resultatet med avseende på det genomgångna ljuset i procent blev:

Gaslåga I.

λ i μ	0,706	0,655	0,615	0,583	0,533	0,496	0,466
	78,0	67,2	70,0	70,2	71,8	76,0	80,1
	74,7	73,5	69,8	66,9	75,8	73,2	77,8
	78,9	68,5	67,6	73,5	74,5	75,2	79,5
	81,8	71,3	65,5	67,2	74,0	75,2	80,0
	76,0	71,2	63,3	67,9	68,2	77,9	84,7
Medelvärden:	77,9	70,3	67,2	69,1	72,8	75,5	80,4
Log $\frac{I_1}{I_2 - I_3}$:	0,109	0,153	0,173	0,161	0,138	0,122	0,095

Gaslåga II.

λ i μ	0,706	0,655	0,615	0,583	0,533	0,496	0,466
	84,8	75,2	73,2	70,7	76,7	84,2	86,0
	87,6	74,7	70,2	75,2	72,3	82,2	88,3
	84,4	72,8	71,8	70,2	72,7	77,2	89,6
	85,7	75,4	70,2	71,2	74,3	81,2	87,0
	80,5	72,8	68,0	70,2	75,2	81,4	83,8
Medelvärden:	84,6	74,2	70,7	71,5	74,2	81,2	86,9
Log $\frac{I_1}{I_2 - I_3}$:	0,073	0,130	0,151	0,146	0,130	0,090	0,061

Fotogenlåga.

λ i μ	0,706	0,655	0,615	0,583	0,533	0,496	0,466
	73,3	65,2	62,0	57,2	58,5	63,6	71,3
	61,4	56,2	64,3	61,4	64,7	70,6	64,2
	68,5	68,0	53,4	54,3	56,7	60,6	68,0
	61,4	56,4	57,6	58,6	64,6	62,4	68,3
	74,2	55,4	55,7	66,7	61,7	68,5	66,6
	72,5	65,0	56,2	61,4	66,8	60,4	66,4
Medelvärden:	68,5	61,0	58,2	59,9	62,1	64,4	67,5
Log $\frac{I_1}{I_2 - I_3}$:	0,164	0,215	0,235	0,223	0,207	0,191	0,170

Amylacetatlåga.

λ i μ	0,706	0,655	0,615	0,583	0,533	0,496	0,466
	80,2	69,3	66,5	70,0	74,8	77,0	76,5
	74,0	70,5	68,6	66,6	72,4	79,7	81,5
	75,1	70,8	69,5	70,8	75,5	74,7	81,1
	77,5	67,7	65,6	74,3	72,3	75,2	83,9
	77,4	72,3	64,3	66,0	72,4	76,8	76,6
Medelvärden:	76,8	70,2	66,9	69,5	73,5	76,7	79,9
Log $\frac{I_1}{I_2 - I_3}$:	0,115	0,154	0,175	0,158	0,134	0,115	0,098

Redan vid undersökningarna gjordes den iakttagelsen, att fotogenlågan var den, som var svårast att hålla konstant, och resultatet visar också, att värdena förete betydligt större variationer än vid övriga lågor.

Resultatet förtydligas av den grafiska framställningen i fig. 11 och 12, där värdet på Log $\frac{I_1}{I_2 - I_3}$ är avsatt som ordinata. Samtliga undersökta lågor skilja sig således väsentligt med avseende på absorptionen från vanliga sotlager. Med avtagande våglängd växer absorptionen först till omkring 0,6 μ för att för kortare våglängder sedermera avtaga. På den första figuren är uppritad motsvarande kurva för ett gassotlager, reducerad till en gemensam punkt för $\lambda = 0{,}706$ μ.

* * *

De undersökningar, för vilka här redogjorts, hade föregåtts av preliminära bestämningar, företagna med en spektrofotometer av annan typ. Den apparat, som användes, var förfärdigad av A. Krüss, Hamburg, och beträffande dess konstruktion inskränker jag mig till att hänvisa till Zeitschrift für Instrumentenkunde B. 18, s. 12 (1898). Bestämningar gjordes för lågan från en fiskstjärtbrännare, och resultatet visade, att absorptionen var störst i de mellersta delarna av synliga spektrum. De olika försöksserierna företedde dock sinsemellan så stora skiljaktigheter, att jag beslöt att utbyta spektrofotometern mot en annan av lämpligare konstruktion och valde då den Vierordtska, som erbjöd fördelen av en enda ljuskälla.

De första försök, som företogos med den nya apparaten, voro bestämningar av absorptionen hos fiskstjärtlagan, och för att få ett tillräckligt tjockt lysande lager monterades tre lågor efter varandra, ställda vinkelrätt mot optiska axeln. Absorptionen visade samma förlopp som vid de senare undersökningarna, dock var absorptionsmaximum skarpare utpräglat. För $\lambda = 0{,}700$ μ var det genomgångna

ljuset 83 %, för $\lambda = 0{,}583\ \mu$ 66 % och för $\lambda = 0{,}466\ \mu$ 92 %. De undersökta lagren voro måhända homogenare än de lågor, som sedermera blevo föremål för bestämningar, och temperaturolikheterna inom lågan sannolikt mindre, men i detta fall hade vi sex gränsytor, vid vilka reflexion kunde ske. Då vi ej känna, hur reflexionen fördelar sig för olika färger, och dess inverkan nu var ökad från sitt vid en yta obetydliga belopp, var det lämpligast att utbyta dessa lågor mot en enda sammanhängande. Efter åtskilliga försök konstaterades, att en låga av den förut beskrivna formen var den fördelaktigaste.

Diskussion av resultatet.

Som redan i inledningen nämnts, har jag i den fysikaliska litteraturen endast funnit två undersökningar över lysande lågors absorption. R. Ladenburg undersökte med termoelement acetelylen- och Hefnerlågan mellan 2,5—0,7 μ och fann med avtagande våglängd en växande absorption. De av Becker utförda spektrofotometriska undersökningarna över absorptionen inom synliga spektrum hos Hefnerlågan gåvo, som förut framhållits, till resultat, att absorptionen även inom denna del växte med avtagande våglängd, så att den motsvarade den förut anförda empiriska formeln med ett exponentvärde av 1,4, och bestämningen av absorptionen hos amylacetatsotlager gav en fullt identisk selektivitet med samma exponentvärde.

För en direkt jämförelse med Beckers resultat hade det ju varit önskvärt att använda Hefnerlampan som försöksobjekt, men då det gällde att så mycket som möjligt minska inverkan av de betydande felen vid de fotometriska bestämningarna, måste jag använda en låga med så tjockt och homogent absorptionslager som möjligt. Olikartade förhållanden med avseende på temperatur och förbränningsprodukter kunna ju tänkas ha betingat den från Beckers resultat avvikande absorptionen hos den av mig undersökta amylacetatlågan, men det förefaller a priori egendomligt, om ej en temperaturhöjning av i runt tal 1400 ° — då partiklarna blivit lysande och emissionen en helt annan än vid vanlig rumstemperatur — skulle medföra en förändring av absorptionen. För absorptionens identitet är det

likaledes nödvändigt, att fördelningen och storleksordningen hos sotkornen är densamma i lågan som hos vanliga sotlager, något som knappast förefaller sannolikt.

Beckers resultat skulle visa, att kolets optiska egenskaper äro oberoende av temperaturen, något som förut konstaterats för vissa metaller. För kolets vidkommande skulle detta ej vara osannolikt, då för vissa kolsorter konstaterats, att reflexionen för långa våglängder är metallisk[1]. Denna slutsats om kolets optiska egenskaper motsäges emellertid av undersökningar, som härmed skola refereras.

E. L. Nichols[2] har i sitt arbete över "The visible radiation from carbon" undersökt strålningen från tunna kolstavar, som han upphettade genom elektrisk ström, och han har spektrofotometriskt jämfört den med en acetylenlåga. Temperaturen varierade mellan 900—1400° C. Han kom till det märkliga resultat, att kurvan för den relativa strålningen visade en utpräglad selektivitet, så att vi så småningom för växande temperaturer fingo ett emissionsmaximum, som alltmera försköts från rött till spektrums mellersta delar. E. Blaker[3] fortsatte undersökningarna för högre temperaturer hos glödande koltrådar och kom till ett likartat resultat, så att han för de temperaturer, som kunna antagas hava varit rådande i de av mig och Becker undersökta lågorna, fick en hastigare tillväxt av stralningen i spektrums mellersta del än i den röda och blåa delen. Dessutom påvisades, att den strålande ytans olika beskaffenhet ej hade någon väsentlig inverkan på strålningens fördelning, som sålunda var en konstitutiv egenskap hos kolet.

Förekomsten av ett emissionsmaximum måste förutsätta, att vi på samma ställe i spektrum ha ett absorptionsmaximum, och då man i allmänhet med de undantag, som sid. 64 anförts, ej kunnat påvisa något sådant för kol- och sot-

[1] E. Aschkinass: Drud. Ann. B. 18, s. 373 (1905); B. 17, s. 960 (1905).

[2] E. L. Nichols: Phys. Rev. vol. 13, s. 65, 129, 378 (1901).

[3] E. Blaker: Phys. Rev. vol. 13, s. 345 (1901).

partiklar vid lägre temperaturer har man, som t. ex. Kayser i sin: Handbuch der Spectroscopie[1], ställt sig tvivlande gentemot Nichols och Blakers undersökningar. Dessa äro emellertid utförda av två olika personer och dessutom med olikartade spektrofotometriska anordningar, som givit samstämmigt resultat, så att tillförlitligheten ej gärna kan dragas i tvivelsmål. Nichols och Blaker hade för övrigt, som nyss anförts, funnit, att för vissa lager av sot- och kolpartiklar vid rumstemperatur kunde man påvisa ett absorptionsmaximum. Deras egna och Woods[2] undersökningar visade, att kolet har en tydligt anomal dispersion, som måste förutsätta ett absorptionsmaximum i det synliga spektrum.

H. A. Clark har ej blott undersökt de sid. 64 omnämnda lagrens absorption utan även reflexionen och dispersionen, och även han fann den sistnämnda anomal och särskilt tydligt utpräglad för sotlager från glödlampor. Tydningen av dispersionsförhållandena kompliceras emellertid, som Wood påvisar, därigenom att vi erhålla diffraktionsfenomen, som inverka på den synbara brytningen för de olika färgerna.

De värden på emissionen och de kurvor, som återfinnas i Blakers arbete, hänföra sig till acetylenlågans strålning. Ur Nichols undersökning av energins fördelning inom synliga spektrum[3] hos olika ljuskällor erhåller man acetylenlågans energikurva och kan således approximativt beräkna de verkliga strålningskurvornas utseende vid Blakers försök. Jag företog på detta sätt omräkning av värdena från den Blakerska kurvan för 1832° abs. temp. med användande av de Nicholska värdena på sid. 149 i hans nyssnämnda arbete. Sedan jag på detta sätt erhållit ett approximativt värde på emissionen e för den ifrågavarande temperaturen, är det lätt att med kännedom om en absolut svart kropps strålning E vid samma temperatur

[1] Del IV, s. 535. Leipzig 1908.

[2] Wood: Phil. Mag. (6) vol. 1, s. 405 (1901).

[3] E. L. Nichols: Phys. Rev. vol. 21, s. 147 (1905).

beräkna absorptionen a. Vi ha ju då endast att begagna oss av formeln

$$a = \frac{e}{E}.$$

Becker anför, att energifördelningen i Hefnerlampans synliga spektrum enligt Ångström och Leder är identisk med strålningen hos en absolut svart kropp vid 1809° abs. temp., och då det endast gällde att fastställa absorptionskurvans gång i spektrums olika delar, har jag trots temperaturdifferensen som värden på E använt dem, som Becker anför från energibestämningarna för Hefnerlampan. Resultatet av beräkningarna av absorptionen a framgår ur nedanstående tabellariska översikt, där A betecknar acetylenlågans intensitet och B de av Blaker angivna intensitetsvärdena för 1559° C., som vid multiplikation böra giva värdet på e.

λ i μ	A	B	e	E	a
0,68	8,1	4,3	34,8	1,110	31
0,60	4,0	4,8	19,2	0,480	40
0,52	1,3	2,75	3,6	0,128	28

De av Nichols och Blaker gjorda undersökningarna leda således till ett resultat, som fordrar ett absorptionsmaximum i synliga spektrums mellersta delar. Om strålningsmaximum på ovan antydda sätt förskjutes från rött mot mindre våglängder för växande temperaturer, kan svårligen identitet erhållas mellan kurvorna för det ljus, som gått genom ett amylacetatsotlager vid vanlig temperatur och en Hefnerlåga, ty lågan har ju en temperatur, som ligger inom området för Nichols och Blakers undersökningar, vilka sålunda ej låta förena sig med Beckers resultat.

Vad de av mig undersökta lågorna beträffar, bör det först erinras om, att den erhållna absorptionen ingalunda med säkerhet kan förutsättas som enbart beroende av kolpartiklarna. Man skulle kunna tänka sig inverkan av kol-

väten och andra förbränningsprodukter. Om man för bestämningarna väljer lågans mest lysande del, får man dock anse, att det är kolpartiklarna, som äro de *huvudsakligen* bestämmande, ty om det finns förbränningsprodukter, som inverka på synliga spektrum, skulle väl dessa redan vid okulärt betraktande av lågan framträda. Övriga förbränningsprodukters inverkan på det synliga spektrum får därför anses betydelselös i jämförelse med kolpartiklarnas.

Undersökningarna visa en bestämd skillnad mellan absorptionen hos de först undersökta sotlagren och de lager av fint fördelade kolpartiklar, som finnas hos lysande lågor. Hos de förra tyckas mediets strukturegenskaper inverka så mycket, att absorptionskurvan, även om den blivit flackare, bibehåller samma utseende som vid den Rayleighska strålningen. Ehuru sotet i optiskt avseende skiljer sig från de undersökta oxiderna, erhålles likartad selektivitet hos absorptionen. Av Nichols och Blakers försök framgår, att kolet för det område av 1600—1800 ° abs. temp., inom vilket de ifrågavarande lågorna befinna sig, har ett absorptionsmaximum i synliga spektrums mellersta delar. När vi nu finna, att lågornas absorption är störst i närheten av $\lambda = 0{,}6\ \mu$, måste detta tyda på, att det är kolets egenabsorption, som varit utslagsgivande, så att den fina fördelningen och lagerstrukturen ej längre ha samma inverkan som vid vanlig rumstemperatur. Förhållandena få måhända anses ungefärligen analoga med dem, som råda t. ex. hos kolloidala metallösningar med utpräglad egenabsorption.

Det hade varit önskvärt att utsträcka undersökningarna även till lågor, som haft högre temperatur än de av mig undersökta. Nichols och Blaker anställde sina försök med den betydligt varmare acetylenlågan som jämförelseljuskälla. Det hade därför varit av intresse att bestämma acetylenlågans absorption för att se, om den skilde sig från de övriga lågornas. Svårigheten är blott att finna en låga, som kan hållas tillräckligt stabil och konstant och som samtidigt besitter ett så betydande absorptionsskikt, att bestäm-

ningarna av det genomgångna ljuset kunna ske med någorlunda stor säkerhet. Ladenburg[1], som använde en låga av den vanligen förekommande typen, fann dess absorption vara 6 %. G. W. Stewart[2] uppger som värde på transmissionen 96,4 %. En sådan har emellertid en så ringa skikttjocklek, att resultatet blivit allt för osäkert. Då jag icke kunde åstadkomma en acetylenlåga med de egenskaper, som voro nödvändiga för tillräckligt goda absorptionsbestämningar, måste tanken på dessa försök övergivas.

[1] Ladenburg: l. c.

[2] G. W. Stewart: Phys. Rev. 15, s. 313 (1902).

Sammanfattning.

I. De föreliggande spektrofotometriska undersökningarna ha experimentellt fastslagit absorptionen hos lager av magnesium-, zink-, antimon- och vismutoxid och visat, att ehuru medelkornstorleken överskridit det av Rayleigh uppställda villkoret, absorptionen växer med avtagande våglängd, och att absorptionskurvan blir flackare än den, som erhålles av Rayleighs formel.

Dessutom har påvisats, att för växande kornstorlek kurvan blir allt flackare.

II. Vidare ha anställts jämförelser mellan absorptionen hos olika sotlager och hos de kolpartiklar i fint fördelat tillstånd, som finnas i lysande lågor och som bestämma absorptionen inom synliga spektrum. Av undersökningarna ha framgått väsentliga olikheter. För lager vid vanlig rumstemperatur har absorptionskurvan samma förlopp som hos oxidlagren, medan kolpartiklarna i en lysande låga giva ett utpräglat absorptionsmaximum för en våglängd av ungefär 0,6 μ.

* * *

Den teoretiska behandlingen av det föreliggande experimentella resultatet erbjuder tyvärr ej så stora möjligheter. För oxidlagren ha vi en kornstorlek, som varierar inom allt för vida gränser för att det skulle vara möjligt att anställa jämförelser med de olika teorierna för diffusa ämnens absorption, särskilt G. Mies, som ju visat god överensstämmelse med de kolloidala lösningarnas optiska för-

hållanden. För en dylik kontroll av de teoretiska undersökningarna hade det varit lämpligare att använda sig av lösningar av ämnen med kända optiska egenskaper. Då hade man lyckats erhålla en kornstorlek med mindre variationer och dessutom möjligheter att bestämma denna på ultramikroskopisk väg.

Att teoretiskt förklara förhållandena vid de diffunderande sotlagren erbjuder även stora svårigheter. Först och främst är det ytterst svårt att bilda sig en uppfattning om strukturen och storleksordningen hos kolpartiklarna. Dessutom är frågan om kolets optiska egenskaper i många hänseenden outredd; jag vill endast erinra om den diskussion, som förts om karaktären av Swans spektrum. Den teoretiska förklaringen av dessa diffusa mediers egenskaper måste därför förutsätta en noggrann kännedom om kolets optiska egenskaper vid olika temperaturer.

Fig. 4.

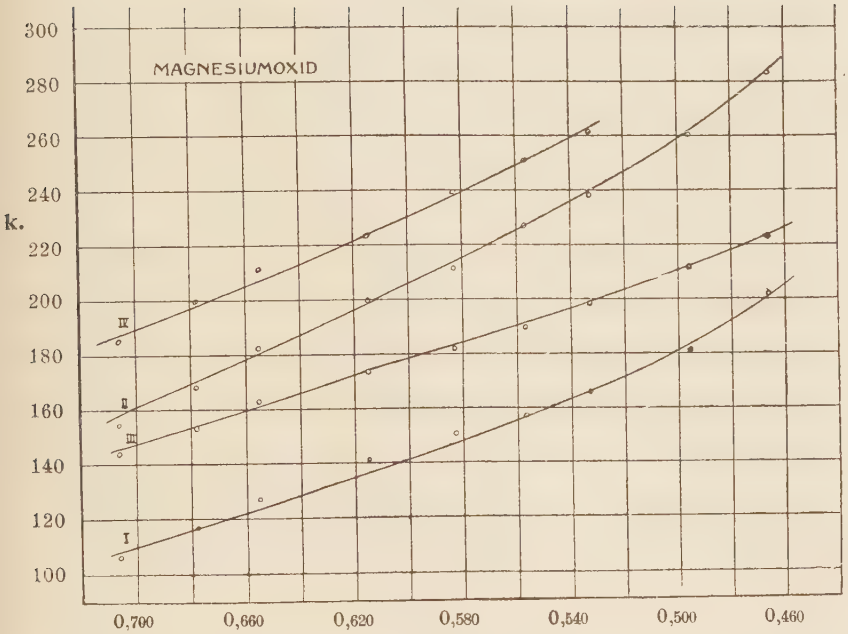

MAGNESIUMOXID
k.
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
IV
II
III
I
0,700
0,660
0,620
0,580
0,540
0,500
0,460
Våglängd i μ.

Fig. 5.

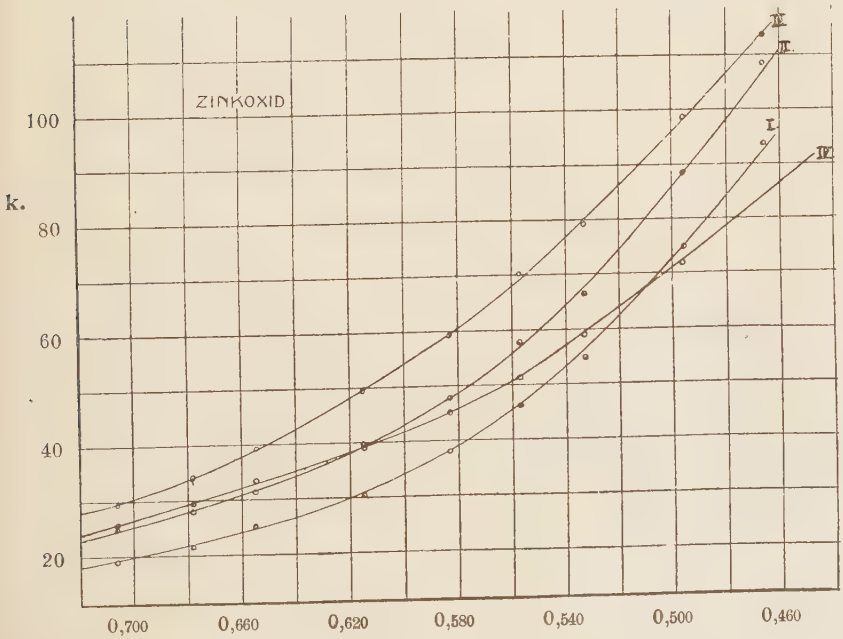

ZINKOXID
k.
100
80
60
40
20
IV
II
I
IV
0,700
0,660
0,620
0,580
0,540
0,500
0,460
Våglängd i μ.

Fig. 6.

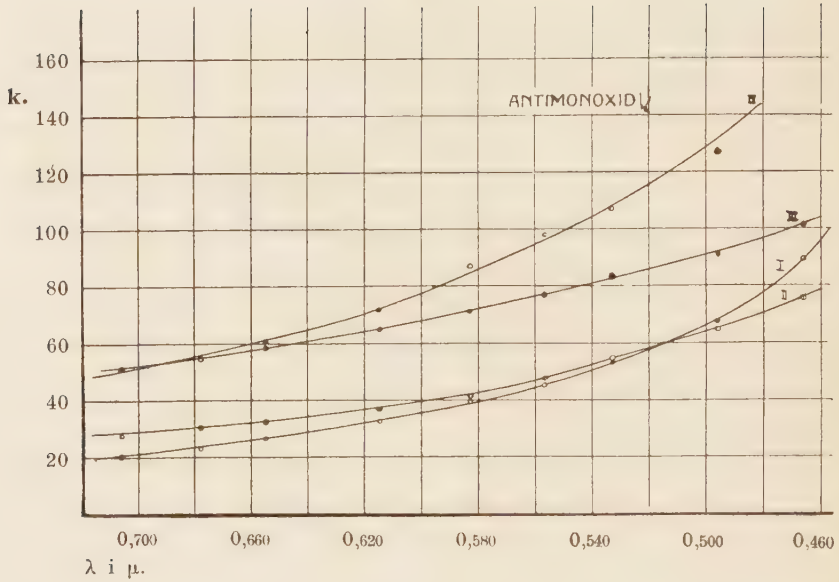

k.
160
140
120
100
80
60
40
20
ANTIMONOXID
III
I
II
0,700
0,660
0,620
0,580
0,540
0,500
0,460
λ i μ.

Fig. 7.

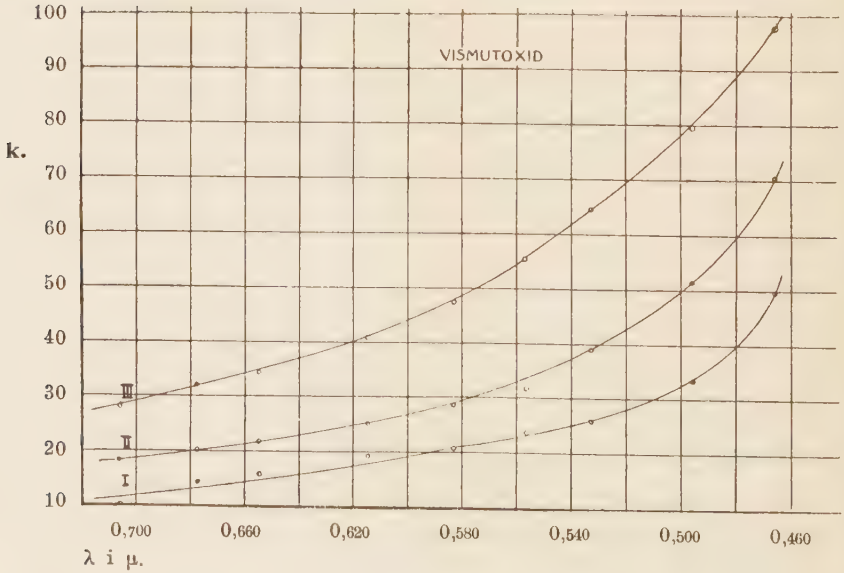

k.
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
VISMUTOXID
III
II
I
0,700
0,660
0,620
0,580
0,540
0,500
0,460
λ i μ.

Fig. 8.

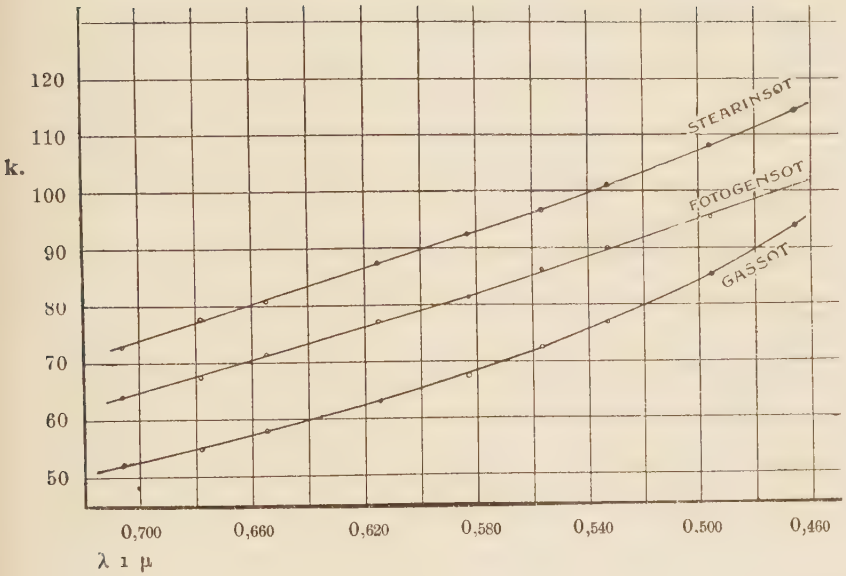

120
110
k.
100
90
80
70
60
50
STEARINSOT
FOTOGENSOT
GASSOT
0,700
0,660
0,620
0,580
0,540
0,500
0,460
λ i μ

Fig. 9.

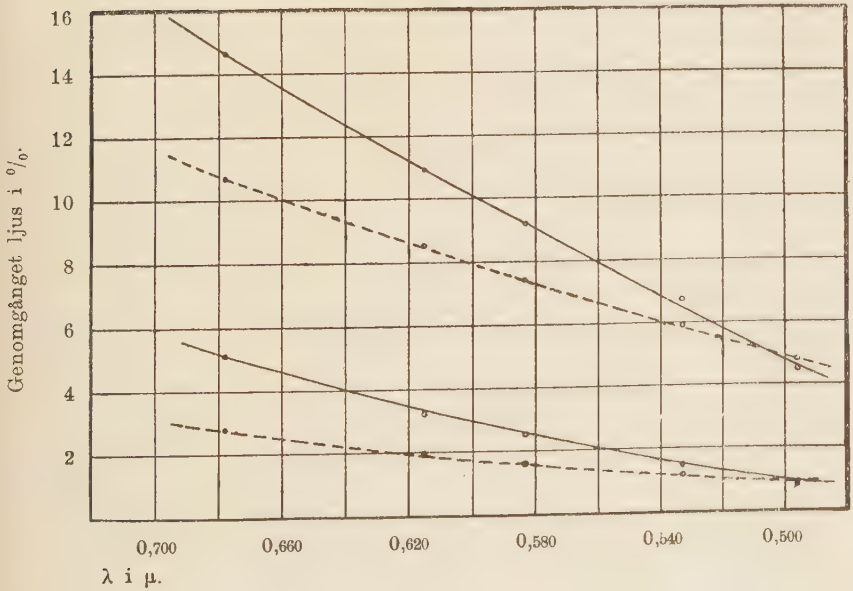

16
14
12
10
8
6
4
2
Genomgånget ljus i %.
0,700
0,660
0,620
0,580
0,540
0,500
λ i μ.

Fig. 11.

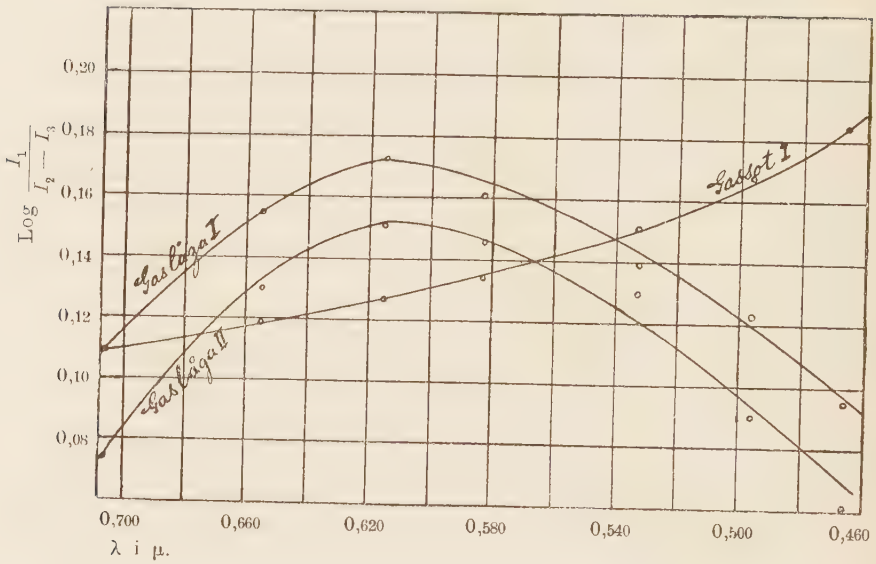
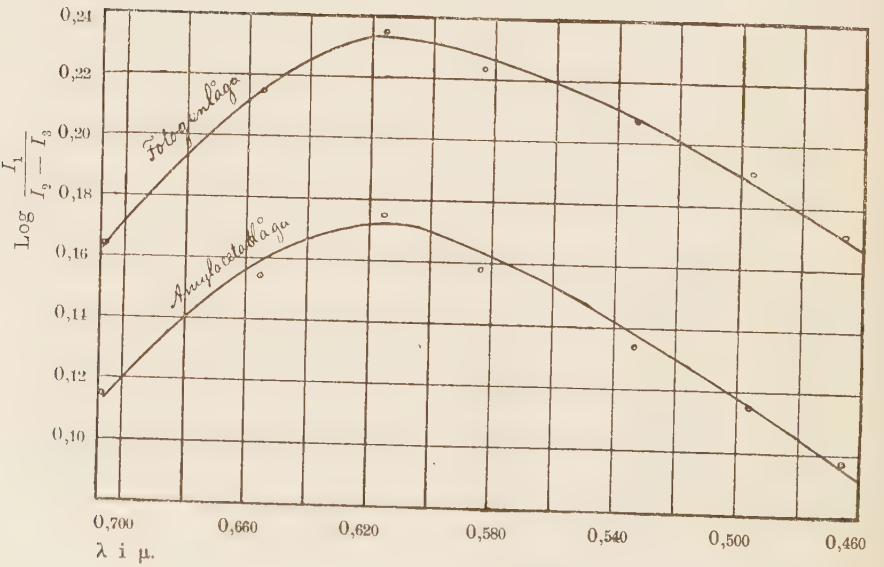

0,20
0,18
0,16
0,14
0,12
0,10
0,08
Log $\frac{I_1}{I_2 - I_3}$
Gaslåga I
Gaslåga II
Gassot I
0,700
0,660
0,620
0,580
0,540
0,500
0,460
λ i μ.

Fig. 12.


0,24
0,22
0,20
0,18
0,16
0,14
0,12
0,10
Log $\frac{I_1}{I_2 - I_3}$
Fotogenlåga
Amylacetatlåga
0,700
0,660
0,620
0,580
0,540
0,500
0,460
λ i μ.